

THÈSES

PRESENTEES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Denis ROYER

Réaction ($d, {}^3\text{He}$) à 80 MeV sur le bismuth 209 et les isotopes pairs du plomb. Contribution à
1^{re} THESE. — l'étude des potentiels nucléaires phénoménologiques du plomb 208.

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 1/04/71 devant la Commission d'examen

MM. M. RIOU

Président.

M. DOST
L. VALENTIN
M. VENERONI
C. TZARA

} Examineurs.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41556018_0033

THÈSES

PRESENTEES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Denis ROYER

Réaction ($d, {}^3\text{He}$) à 80 MeV sur le bismuth 209
et les isotopes pairs du plomb. Contribution à
1^{re} THESE. — l'étude des potentiels nucléaires phénoméno-
logiques du plomb 208.

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 1/04/71 devant la Commission d'examen

MM. M. RIOU

Président.

M. DOST
L. VALENTIN
M. VENERONI
C. TZARA

} Examineurs.

REMERCIEMENTS

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur RIOU qui m'a accueilli dans son groupe à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, a suivi constamment et m'a permis de mener à bien ce travail.

J'ai bénéficié, dans son équipe, d'une constante aide et amitié, et je remercie chaleureusement Mademoiselle M. ARDITI, Madame N. FRASCARIA, Messieurs L. BIMBOT, H. DOUBRE et J.P. GARRÓN qui ont très activement participé à ce travail.

L'aide de nombreux collaborateurs de l'Institut nous a toujours été acquise sans réserve. Je remercie vivement Messieurs REIDE et CHESNEAU qui n'ont pas compté leur temps ni leurs efforts pour la mise au point de ces expériences ; Messieurs DAVID-BOYER et HERVIEU de la patience et du soin qu'ils ont mis dans la fabrication des chambres à étincelles et des cibles, ainsi que toute l'équipe du Synchrocyclotron qui nous a fourni un faisceau sans défaut et avec qui les relations de travail ont toujours été des plus souriantes.

De nombreuses critiques et suggestions m'ont été faites au cours de discussions avec Messieurs VENERONI, VAUTHERIN, BEINER, DOST, BOHIGAS, FLOCCARD et GIAL. Je les remercie de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Je remercie enfin Mademoiselle PARE et Madame PACALET du soin et de la célérité qu'elles ont mis dans la réalisation matérielle de ce mémoire.

Durant ce travail j'ai bénéficié d'une bourse-thèse du Commissariat à l'Energie Atomique. Que Madame FARAGGI et Monsieur TZARA de qui je dois ces conditions favorables trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

	AVERTISSEMENT	1
I	- INTRODUCTION	2
II	- DISPOSITIF EXPERIMENTAL	4
II - 1	Le faisceau	4
II - 2	Les cibles	6
II - 3	Sections efficaces absolues, monitoring du faisceau	7
II - 4	Dispositif de détection et électronique	7
II - 5	Dépouillement des résultats	9
III	- LA REACTION (d, ^3He) SUR LES ISOTOPES 204 et 206 DU PLOMB	10
III - 1	Introduction	10
III - 2	Modèles théoriques pour les noyaux ^{203}Tl et ^{205}Tl	11
III-2. 1.-	Le modèle de couplage intermédiaire particule-cœur	11
III-2. 2.-	Modèles microscopiques	12
III - 3	La réaction $^{206}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{205}\text{Tl}$	12
III - 4	Comparaison des réactions $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$ et $^{206}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{205}\text{Tl}$	13
IV	- LA REACTION $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$	20
IV - 1	Introduction	20
IV - 2	Résultats et discussion	21
IV - 3	Comparaison des réactions $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ et $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$	26
V	- ETATS A UNE PARTICULE, POTENTIELS PHENOMENOLOGIQUES	29
V - 1	Introduction	29
V - 2	Facteur de forme dans les calculs en approximation des ondes distordues.	30
V - 3	Etats à une particule dans les noyaux adjacents de ^{208}Pb .	31
V - 4	Energies à une particule dans ^{208}Pb	32
V-4. 1.-	Corrections de réarrangement	33
V-4. 2.-	Corrections d'appariement	35
V - 5	Potentels statiques dérivés des énergies à une particule dans ^{208}Pb	36
V - 6	Un calcul de Hartree-Fock dans l'espace des coordonnées pour ^{208}Pb	38
V - 7	Autres prévisions de ces modèles, comparaison à l'expérience	39
V-7.1.-	Densités de protons et de neutrons, rayons quadratiques moyens	40

V-7. 2.- Fonctions d'onde individuelles et réactions de transfert d'un nucléon	42
V-7. 3.- Vue d'ensemble	43
V - 8 Etats à une particule dans un potentiel avec masse effective	46
V-8.1.- Masse effective et non localité	46
V-8.2.- Potentiel de neutrons avec masse effective dans ^{208}Pb	47
V - 9 Conclusion du chapitre	49
VI - CONCLUSION	50
APPENDICE - Les conditions de l'analyse en ondes distordues	52
REFERENCES -	54

AVERTISSEMENT

=====

Une partie des résultats expérimentaux a fait l'objet d'un article paru à Nuclear Physics. Il sera cité sous la référence (I) :

(I) - Etude des réactions $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ et $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$ à 80 MeV

D. Royer, M. Ardit, L. Bimbot, H. Doubre,
N. Frascaria, J.P. Garron et M. Riou

Nuclear Physics A 158 (1970) 516 .

Pour faciliter la lecture de ce mémoire, une reproduction de cet article sera insérée après la description du dispositif expérimental (chapitre II), malgré les quelques répétitions que cela entraînera.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Les réactions induites par deutons ont depuis longtemps fait l'objet d'un grand effort expérimental, mais la basse énergie des faisceaux disponibles a limité le champ d'études aux réactions de bilan énergétique positif, (d, p) et (d, α) essentiellement. Les réactions (d, t) et (d, ^3He) ne sont exploitées que depuis quelques années, où des faisceaux de deutons d'énergies intermédiaires (comprises entre 40 et 100 MeV) sont disponibles.

L'intérêt de ces réactions est de fournir, par un mécanisme d'interaction directe, des renseignements sur les états de trous de neutrons et de protons peu profonds, qui sont complémentaires, au moins pour les protons, de ceux donnés par les réactions quasi-élastiques (p, 2p) ou (e, e'p) pour les états plus liés.

C'est dans cette optique qu'a débuté au Synchrocyclotron d'Orsay un programme de réaction (d, ^3He) avec un faisceau de deutons de 80 MeV. La résolution en énergie de 350 keV a permis tout d'abord une étude des noyaux de la couche 2s-1d (Ar 70, Ar 70a) dans lesquels des états 1p relativement profonds (22 MeV d'énergie de liaison dans ^{24}Mg) ont été mis en évidence.

L'amélioration progressive de la technique expérimentale et surtout de la résolution en énergie par l'installation d'un faisceau achromatique a permis d'aborder l'étude des noyaux plus lourds, et particulièrement de la région du plomb.

Les réactions de pick-up d'un proton dans cette région sont très peu nombreuses. La réaction (t, α) avec des tritons de basse énergie (13 et 20 MeV) a fourni des spectres d'excitation des noyaux résiduels à haute résolution (Bj 68, Hi 66, Bar 70). Malheureusement, l'identification des moments orbitaux transférés et la mesure d'intensités spectroscopiques est impossible à ces énergies à cause de la similitude de toutes les distributions angulaires.

La réaction (d, ^3He) a été réalisée à plus haute énergie au cyclotron de Berkeley avec des deutons de 50 MeV sur les noyaux ^{208}Pb (Pa 69) et ^{209}Bi (Cl 70). L'analyse en ondes distordues conduite pour le premier seulement de ces deux travaux conclut à des intensités spectroscopiques irréalistes. Seul le potentiel liant la particule transférée semble pouvoir être mis en cause. Ceci nous a amené à réétudier ces deux réactions à 80 MeV d'énergie incidente et à les compléter par les réactions ^{204}Pb (d, ^3He) ^{203}Tl et ^{206}Pb (d, ^3He) ^{205}Tl .

Nous nous sommes donc particulièrement intéressés aux potentiels de protons dans ^{208}Pb , puis aux états à une particule et aux potentiels de neutrons et de protons qui expliquent leurs énergies. Un examen élargi de ces potentiels, c'est-à-dire incluant non seulement les énergies à une particule et les rayons, mais aussi les sections efficaces de réactions de transfert d'un nucléon, révélera une faiblesse des potentiels de neutrons que l'on tentera d'analyser.

Un autre point d'intérêt est l'aspect spectroscopique de ces réactions. La réaction ^{209}Bi (d, ^3He) ^{208}Pb donne accès à la structure 1 trou-1 particule de proton des états excités de ^{208}Pb et les résultats que nous donnons sont complémentaires de ceux obtenus à Berkeley (Cl 70).

La réaction $(d, {}^3\text{He})$ sur les isotopes 204 et 206 du plomb n'a encore jamais été étudiée. Azziz et Covello (Az 69) prévoient pour les noyaux ${}^{203}\text{Tl}$ et ${}^{205}\text{Tl}$ observés dans ces réactions une structure pure trou-vibrations du coeur que l'on se propose de vérifier. Si, contrairement à ce qui est admis dans ce modèle, un mélange de configuration appréciable a lieu entre les trous de neutrons et certains états de protons, les prévisions ne devraient pas être vérifiées par l'expérience.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Ces expériences ont été réalisées sur le faisceau de deutons de 80 MeV du Synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Afin d'améliorer la résolution en énergie finale sans réduire exagérément l'intensité du faisceau, un dispositif achromatique a été installé. Sa mise au point et les performances obtenues ont été décrites en détail par N. Frascaria (Fr 69). Nous n'en rappellerons que le principe et les possibilités. Le système de détection et l'électronique ont également fait l'objet d'une description (Ar 70), mais nous reviendrons en détail sur certains dispositifs nouveaux, particulièrement le diviseur numérique qui a été mis au point au début des expériences décrites ici.

II - 1 . LE FAISCEAU

=====

Les deutons accélérés dans le synchrocyclotron sont extraits par un système de canal magnétique et traversent une fente, qui sert d'objet au système optique qui va suivre.

Un système de volets permet de réduire l'intensité au centre de la machine et n'affecte pas la résolution en énergie, tandis qu'une cible introduite de l'extérieur dans le plan médiant permet, par une coupure des oscillations radiales, une amélioration importante de la largeur en énergie du faisceau extrait, au prix d'une diminution de l'intensité ($\frac{\Delta E}{E} = 0.005$ à 20% de l'intensité initiale).

L'énergie moyenne du faisceau extrait est 80.2 ± 0.2 MeV (Ma 70)

La figure 1 présente un schéma de l'installation achromatique. Ce système est composé des éléments suivants :

- une fente de définition F1 . Elle est formée de deux lèvres en béryllium de 4 mm d'épaisseur dont l'écartement peut varier de 0 à 10 mm dans le plan horizontal . L'ouverture libre est de 10 mm dans le plan vertical .
- des ensembles de fentes F2 et F'2 dont le rôle est de limiter l'ouverture angulaire du faisceau .
- un spectromètre magnétique A1 , de rayon 980 mm et d'angle de déflexion $80^\circ 5'$, à focalisation horizontale et verticale .
- une fente F3 , située à l'emplacement de l'image de F1 à travers A1 . Elle sert éventuellement à limiter la largeur en énergie acceptée dans la suite du système .
- des lentilles magnétiques quadrupolaires L1, L2 et L3 . L1 et L3 focalisent horizontalement, L2 verticalement . Leur rôle est de donner sur la cible une image de l'objet intermédiaire situé en F3, dont la largeur peut être choisie . Cette image est renversée .
- la cible d'expériences .
- une fente F4 à l'entrée du second spectromètre . Elle détermine l'ouverture angulaire acceptée dans le spectromètre A2 .

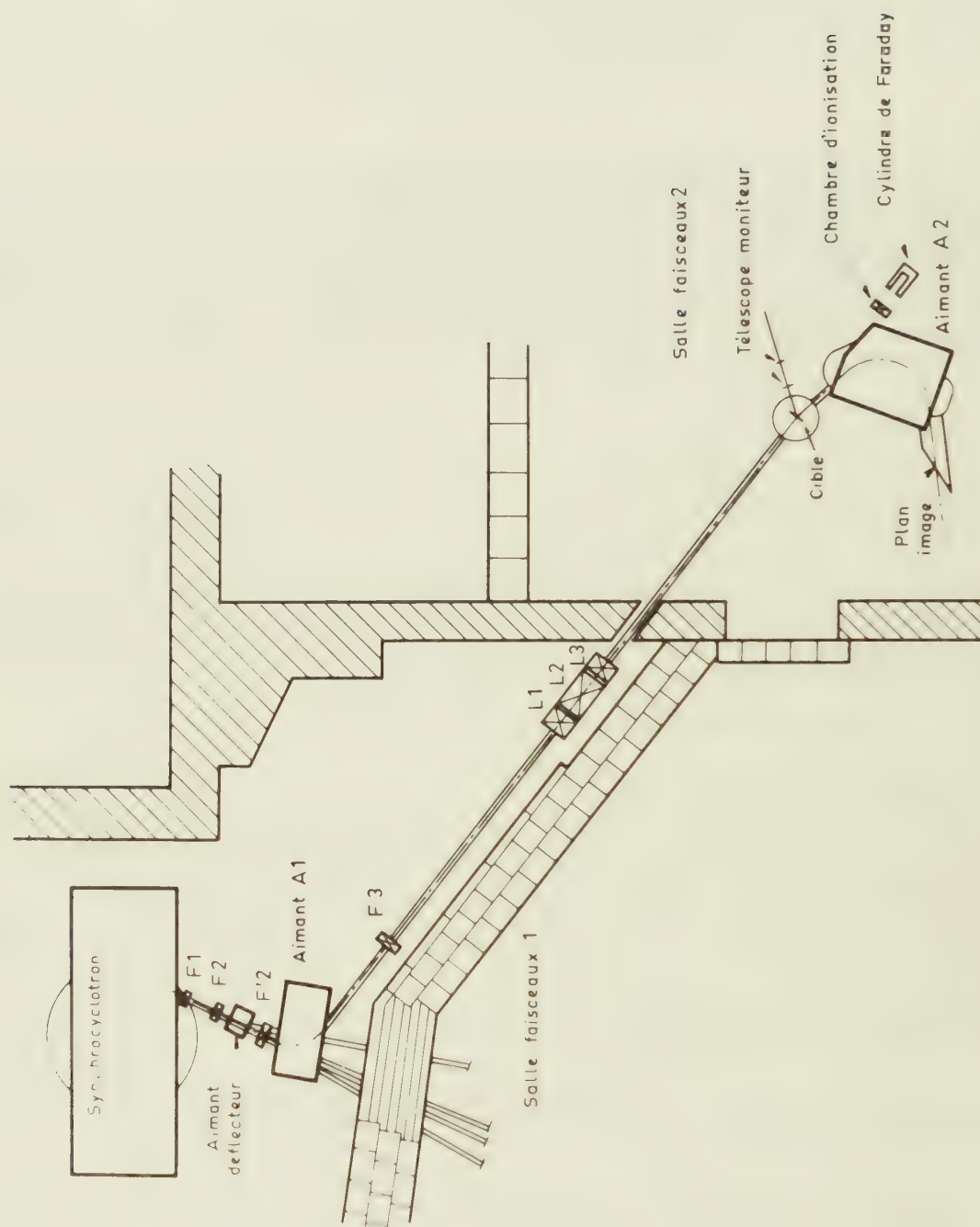
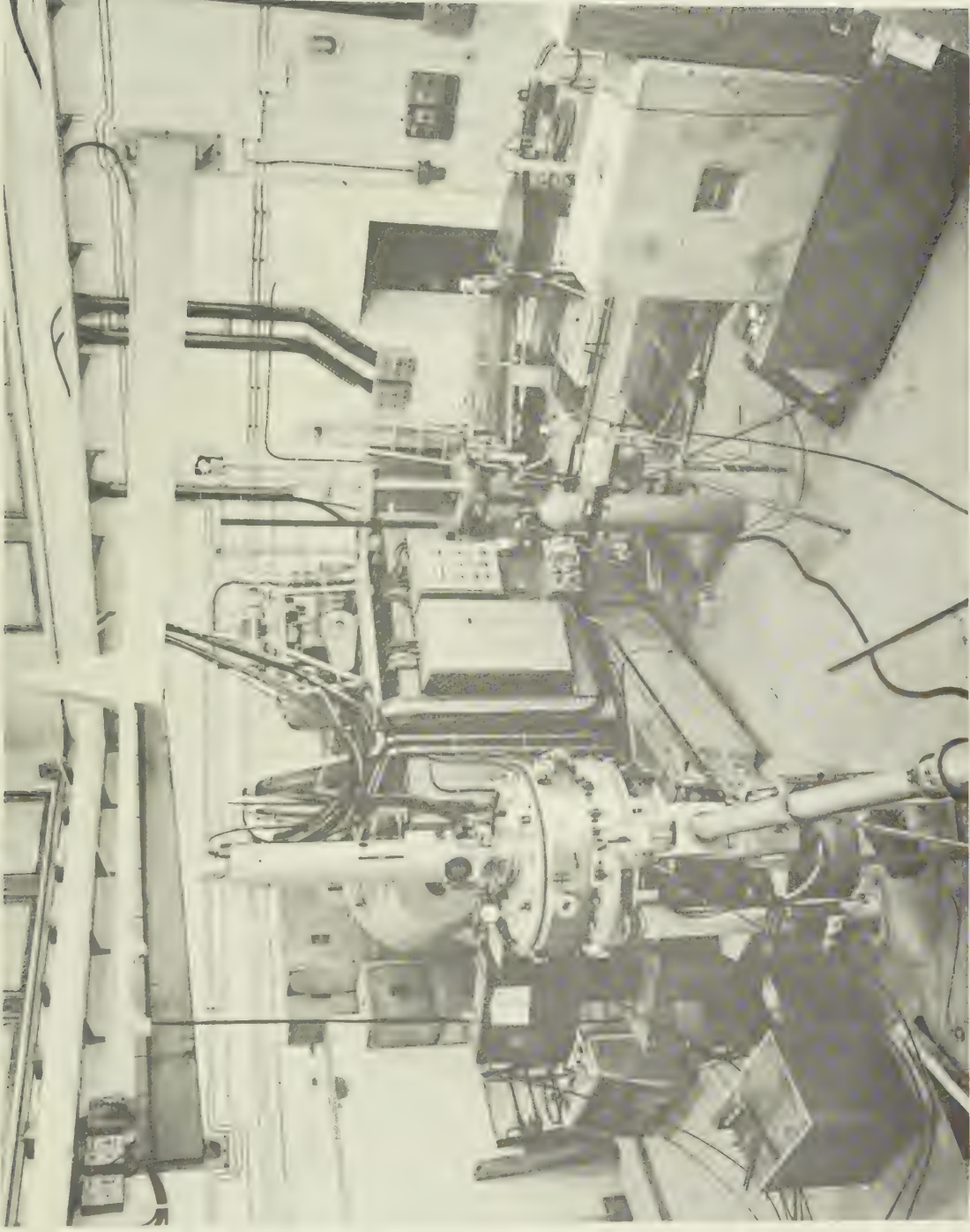


Figure 1 - Schéma de l'installation du faisceau achromatique.



Vue générale de la salle du faisceau achromatique montrant le tuyau d'arrivée du faisceau dans la chambre à réaction (en bas), le spectromètre d'analyse A2 (au centre), la chambre à étincelles et le guide de lumière du plastique scintillant d'identification (à droite).

- un spectromètre d'analyse A2 , de rayon 1250 mm et d'angle de déflection 127°, à double focalisation (indice de champ 1/2). Le plan image dans lequel est placé le détecteur fait un angle de 25° avec l'axe optique.

Le mode d'utilisation de cet ensemble et les réglages correspondants dépendent fortement de l'expérience envisagée. Il peut d'abord être utilisé comme système de transport achromatique de faisceau. Le spectromètre A2 est alors placé à 0° par rapport à l'axe du faisceau incident et la cible est enlevée.

On obtient au point image de A2 une image de la fente de définition F1. Le faisceau y est concentré avec toute sa largeur en énergie. La fente F3 sert alors à réduire la bande d'énergie admise.

L'autre utilisation que nous avons faite de cet ensemble consiste à analyser dans A2 les produits des réactions réalisées dans la cible. On obtient dans le plan de détection un spectre d'excitation formé d'images de F1, de la réaction nucléaire étudiée à un angle θ .

Dans ce dernier cas les performances obtenues sont les suivantes :

$$\Delta E \sim 250 \text{ keV} \quad \frac{\Delta E}{E} \sim 0.003 \text{ pour } I = 50 \text{ nA (Intensité maximum)}$$

$$\Delta E \sim 120 \text{ keV} \quad \frac{\Delta E}{E} \sim 0.0015 \text{ pour } I = 10 \text{ nA}$$

II - 2 . LES CIBLES

=====

La largeur importante de l'image intermédiaire (25 mm horizontalement) et la faible épaisseur tolérable pour conserver la résolution optimale (1 mg/cm²) ont été des sources de difficultés dans la préparation des cibles.

Elles sont montées sur des cadres dont l'espace libre intérieur est 50 x 60 mm, par l'intermédiaire d'un film de polystyrène très mince (30 µg/cm²) dont la composition (CH)_n n'apporte pas d'éléments gênants dans l'expérience.

Les cibles de plomb et de bismuth naturels ont été préparées par évaporation au laboratoire et les dimensions obtenues ont permis de les monter directement sur le cadre.

Le tableau 1 présente les caractéristiques de ces cibles.

cible	enrichissement %	épaisseur mg / cm ²
²⁰⁹ Bi	100 naturel	0.875 ± 0.04
²⁰⁸ Pb	99.30	~ 0.9
²⁰⁶ Pb	97.22	~ 1
²⁰⁴ Pb	89.24	0.80 ± 0.05
NAT Pb	naturel	1.28 ± 0.04

Tableau 1

Caractéristiques des cibles. Les épaisseurs données pour ²⁰⁹Bi, ²⁰⁴Pb, et NAT Pb sont obtenues par pesée.

Les cibles d'isotopes séparés ont été fournies par les laboratoires d'Oak-Ridge. La cible de plomb naturel a été utilisée afin d'étalonner les sections efficaces sur les isotopes ^{208}Pb et ^{206}Pb dont les épaisseurs étaient mal connues.

Afin de minimiser la perte de résolution due au ralentissement des particules dans la cible, celle-ci est placée perpendiculairement aux ^3He sortants.

II - 3 . SECTIONS EFFICACES ABSOLUES, MONITORAGE DU FAISCEAU

A chaque mesure, la charge totale ayant traversé la cible est mesurée de plusieurs façons.

De manière absolue, par un cylindre de Faraday placé derrière la chambre à réaction et qui arrête le faisceau. Pour des raisons d'encombrement et de dimensions du faisceau, ce cylindre ne peut être utilisé que pour des angles supérieurs à 17° .

De manière relative, par une chambre à ionisation remplie d'hélium à une pression de 0,8 bar. Le gain de cette chambre est voisin de 150 et est contrôlé fréquemment par comparaison avec les mesures du cylindre de Faraday.

Aux petits angles, où la chambre d'ionisation doit être enlevée pour des raisons d'encombrement, un télescope de plastiques scintillants sert de moniteur. Il est placé à 60° de l'axe du faisceau, convenablement protégé par du béton et du plomb de l'impact du faisceau dans le piège. Le nombre de coïncidences observées pour une cible donnée, corrigé du taux de coïncidences fortuites comptées électroniquement (voir schéma) sert de repère relatif de la charge ayant traversé la cible, et peut être étalonné au moyen du cylindre de Faraday.

Compte-tenu des diverses sources d'erreurs dont la principale est la charge, l'incertitude sur les sections efficaces absolues est de $\pm 20\%$ environ.

II - 4 . DISPOSITIF DE DETECTION ET ELECTRONIQUE

L'identification des ^3He est réalisée par une coupure dans le spectre ΔE donné par un plastique scintillant de 2 mm d'épaisseur placé derrière le plan image du spectromètre A2, perpendiculairement à l'axe optique. Ce plastique est collé sur un guide de lumière qui fait la liaison optique avec un photomultiplicateur 56 DVP. La forme en a été étudiée pour que la réponse soit uniforme sur toute la longueur utile du scintillateur, c'est-à-dire 35 cm.

Le signal d'identification délivré par ce système sert à déclencher la chambre à étincelles chargée de la localisation des trajectoires, placée dans le plan image. Suivant leur trajectoire à la sortie de l'aimant, les particules peuvent subir des différences de parcours importantes avant d'atteindre le scintillateur, les particules les moins énergétiques perdant dans l'espace intermédiaire davantage d'énergie. Cette situation risquant d'amener un brouillage dans le spectre d'identification, une chambre prismatique à fenêtres minces de $10\ \mu$ de mylar, remplie d'hélium est placée dans cet espace.

Après chaque étincelle, le système de déclenchement est bloqué pendant 4 ms afin de permettre une recharge complète de la capacité. Le taux de perte sur les événements ainsi introduit ne devient prohibitif qu'au delà d'un taux de comptage de 40 coups par seconde.

La résolution du faisceau achromatique demande une précision de l'ordre du millimètre dans la localisation des trajectoires. La chambre à étincelles utilisée, dont le système de localisation est fondé sur le partage du courant de l'étincelle entre deux circuits résistifs, est limitée en résolution principalement par les fluctuations

du courant total débité dans l'étincelle (fluctuations instantanées et dérives). Pour compenser ces effets, il faut diviser le signal de localisation par un signal proportionnel au courant total passant dans l'étincelle.

Cette opération simple peut être faite de façon analogique, cependant il faudrait demander une très grande stabilité à un tel système. Nous avons préféré effectuer l'opération numériquement en ligne. Une calculatrice PDP8 a d'abord été utilisée (Ar 70) mais ne permettait de disposer que d'un nombre de bits faible sur chaque voie.

Un diviseur digital a été conçu et fabriqué par la Société d'Electronique Industrielle et Nucléaire. Cet appareil réalise l'opération $(x + a) / (y + b)$, le résultat étant donné en virgule fixe. Les registres x et y comportent 12 bits (soit 4096 canaux), tandis que les constantes a et b ont 6 bits et sont affichées manuellement sur la face avant de l'appareil. La division est réalisée en un temps inférieur à $16 \mu s$, ce qui correspond au cycle des blocs mémoire Intertechnique utilisés. Le diviseur reçoit les informations "localisation" et "courant total" de deux convertisseurs analogique-digital en mode de fonctionnement biparamétrique, par l'intermédiaire d'un registre 2×12 bits réalisé au laboratoire.

Signalons une difficulté qui s'est présentée lors de la mise au point. Lorsqu'on divise un nombre variable par un nombre fixe en n'utilisant que 12 bits pour l'opération certaines valeurs du spectre résultant ne peuvent être atteintes. Dans la pratique, le nombre diviseur est distribué autour d'une valeur moyenne que l'on peut choisir, mais le spectre divisé présente néanmoins de profondes irrégularités. Par une simulation programmée sur Univac 1108, il a été possible de montrer que le phénomène devient négligeable si l'on choisit pour valeur moyenne du diviseur une puissance de 2 supérieure ou égale à la puissance de 2 choisie pour valeur maximale du résultat. Ainsi lorsque le résultat est étalé entre les canaux 1 et 1024, il faut centrer le diviseur sur les canaux 1024 ou 2048.

Pour des raisons techniques, le phénomène n'a pu être entièrement éliminé par cette méthode et un défaut de parité subsistait quelquefois. Aussi tout le dépouillement a été mené sur des spectres dont les canaux étaient additionnés deux à deux.

II - 5 . DEPOUILLEMENT DES RESULTATS

=====

Sauf dans le cas de la réaction $^{208}\text{Pb} (d, ^3\text{He}) ^{207}\text{Tl}$ où les pics obtenus sont simples, la résolution n'est pas suffisante pour séparer tous les pics excités. Dans certains cas favorables où les énergies d'excitation sont connues avec précision et où l'espacement des pics n'est pas trop faible par rapport à la résolution, nous avons utilisé des méthodes de décomposition en 2,3,4 gaussiennes par moindres carrés, programmées sur Univac 1108.

Pour la distribution angulaire du pic peu excité à 7.4 MeV d'énergie d'excitation dans la réaction $^{209}\text{Bi} (d, ^3\text{He}) ^{208}\text{Pb}$, un programme de lissage de spectres par développement en série de Fourier et coupure supérieure dans le spectre des fréquences a été employé. Un lissage effectué par ce programme est d'ailleurs présenté (en trait plein) sur la figure 4.

ÉTUDE DES RÉACTIONS $^{208}\text{Pb}(\text{d}, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ ET $^{204}\text{Pb}(\text{d}, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$ à 80 MeV

D. ROYER[†], M. ARDITI, L. BIMBOT, H. DOUBRE, N. FRASCARIA, J. P. GARRON
et M. RIOU

Institut de Physique Nucléaire, B.P. 1, 91 Orsay-France

Reçu le 20 juillet 1970

Abstract: The $^{208,204}\text{Pb}(\text{d}, ^3\text{He})^{207,203}\text{Tl}$ reactions have been studied at $E_d = 80$ MeV. Five previously reported single-proton hole states in the former reaction and eight excited states up to 3 MeV in excitation energy in the latter reaction were observed. The l -transfers were deduced from their angular distributions. The DWBA was applied and absolute spectroscopic factors were obtained which are in good agreement with shell-model predictions for ^{207}Tl . A proton bound state well radius of 1.286 fm had to be used which is larger than the usual neutron radius. For ^{203}Tl , spectroscopic factors were in good agreement with the predictions of the model of a single-proton hole coupled with quadrupole and octupole vibrations of the core.

E NUCLEAR REACTIONS $^{208,204}\text{Pb}(\text{d}, ^3\text{He})$, $E_d = 80$ MeV; measured $\sigma(E_3\text{He}, \theta)$.
 $^{207,203}\text{Tl}$ deduced levels, l , J , π , spectroscopic factors. Enriched targets.

1. Introduction

Le caractère à double couche fermée du ^{208}Pb a suscité de nombreuses études par réactions nucléaires dans cette région ($A = 200 - 210$, $Z = 81 - 83$) et l'interprétation des résultats en terme du modèle des couches le plus simple est le plus souvent satisfaisante. Cependant, très peu d'études ont été réalisées par capture d'un proton dans les noyaux de plomb. Hinds *et al.*¹⁾ ont étudié les réactions $^{208,206,204}\text{Pb}(\text{t}, \alpha)$ à 13.5 MeV, mais les distributions angulaires sont dominées par l'effet coulombien et l'identification des moments angulaires orbitaux transférés est difficile. D'autre part, Parkinson *et al.*³⁾ ont fait une analyse approfondie en ondes distordues des réactions $^{208}\text{Pb}(\text{d}, ^3\text{He})$ et $^{208}\text{Pb}(\text{d}, \text{t})$ à $E_d = 50$ MeV, mais les facteurs spectroscopiques absolus déduits de la première réaction sont en désaccord avec les prévisions du modèle des couches.

Récemment, Azziz et Covello⁴⁾ ont proposé pour interpréter les résultats de Hinds *et al.* sur ^{204}Pb un modèle dans lequel un trou de proton est couplé aux vibrations quadrupolaire et octopolaire du cœur. La comparaison qualitative est très satisfaisante, mais les intensités théoriques obtenues n'ont été comparées aux résultats expérimentaux que pour l'état fondamental et les deux premiers états excités de ^{203}Tl [réf. 1)].

[†] Ce travail constitue une partie de Thèse de Doctorat d'Etat.

Nous avons étudié les réactions $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ et $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$ à 80 MeV. L'analyse en ondes distordues permet d'obtenir les facteurs spectroscopiques prévus par le modèle des couches. Pour la seconde réaction, neuf groupes de niveaux sont identifiés jusqu'à 3 MeV d'énergie d'excitation et leurs facteurs spectroscopiques sont comparés aux intensités théoriques.

2. Ensemble expérimental

Ces expériences ont été réalisées au Synchrocyclotron d'Orsay avec des deutons de 80 MeV. Afin de s'affranchir de la largeur en énergie du faisceau primaire, un ensemble achromatique a été installé⁵⁾; la résolution obtenue avec ce système est comprise entre 120 et 160 keV, pour une intensité sur la cible de 10 à 30 nA.

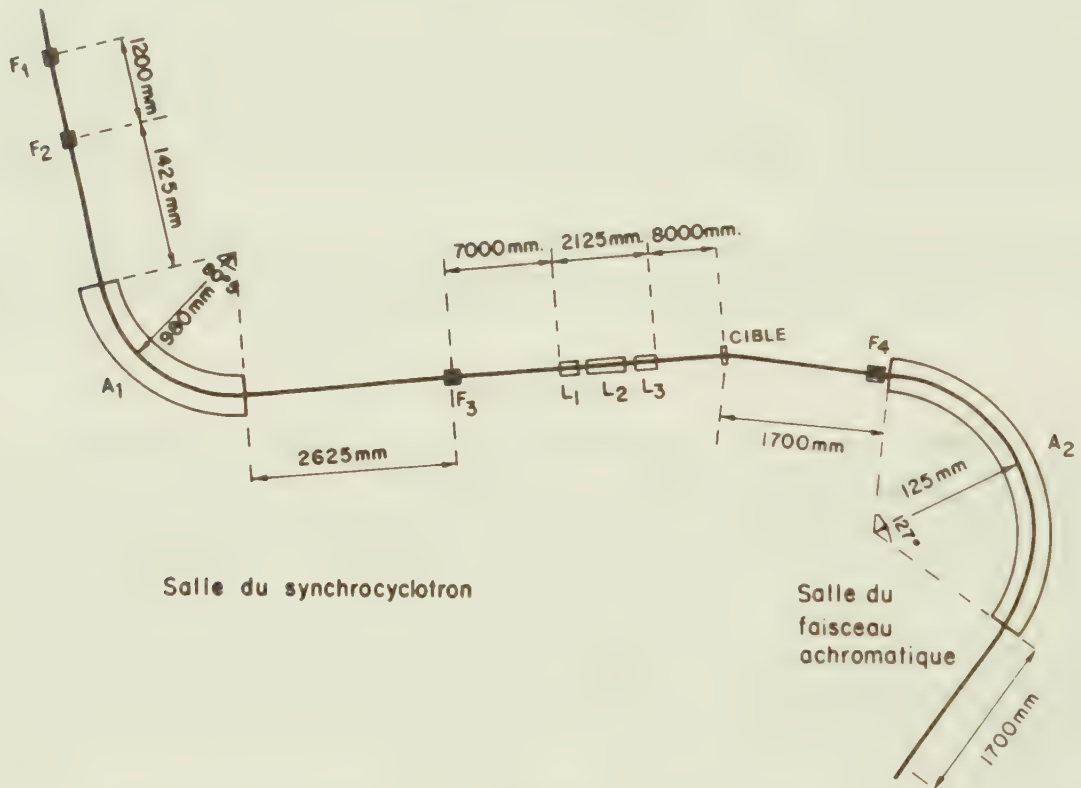


Fig. 1. Disposition générale des éléments du faisceau achromatique.

2.1. LE FAISCEAU ACHROMATIQUE

L'analyseur magnétique A_1 ayant pour objet la fente F_1 , donne une image dispersée du faisceau en F_3 ; celle-ci est reprise par le triplet de lentilles magnétiques pour former une image sur la cible. Les particules issues de la cible après réaction sont analysées par le spectromètre A_2 . Le diaphragme F_2 définit l'ouverture angulaire du faisceau. Le diaphragme F_3 n'est utilisé que pour limiter les effets du second ordre quand on cherche la résolution ultime de l'ensemble.

2.2. DISPOSITIF DE DÉTECTION ET CIBLES

Le dispositif de détection des ^3He comprend une chambre à étincelles à localisation par distribution de courant, de 80 cm de longueur utile, située dans le plan focal du spectromètre A_2 . Un scintillateur de 33 cm de longueur et de 2 mm d'épaisseur placé derrière la chambre, perpendiculairement au faisceau, permet de la déclencher. Son guide a été étudié pour que la lumière émise des diverses parties du scintillateur ait le même coefficient de transmission. Il suffit alors d'un seuil pour sélectionner les ^3He . La chambre à étincelles d'épaisseur 7 mm est soumise à une haute tension de 4 kV. On lui applique en permanence 400 V. de tension de balayage et un temps mort de 4 ms lui est assuré après chaque étincelle. Le temps qui s'écoule entre le passage de ces particules et l'impulsion de haute tension est voisin de 200 ns.

Un diviseur digital permet de s'affranchir des fluctuations du courant total qui traverse l'étincelle. La localisation est donc celle que permet d'atteindre la résolution intrinsèque de la chambre, c'est-à-dire inférieure au millimètre.

Les cibles de dimensions transversales $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ sont isotopiquement séparées. L'enrichissement est de 99.3 % pour ^{208}Pb et 89.24 % pour ^{204}Pb . L'épaisseur de la cible de ^{204}Pb est de 0.8 mg/cm^2 . Les valeurs absolues des sections efficaces pour ^{208}Pb sont obtenues par mesure sur une cible de Pb naturel de 1.28 mg/cm^2 .

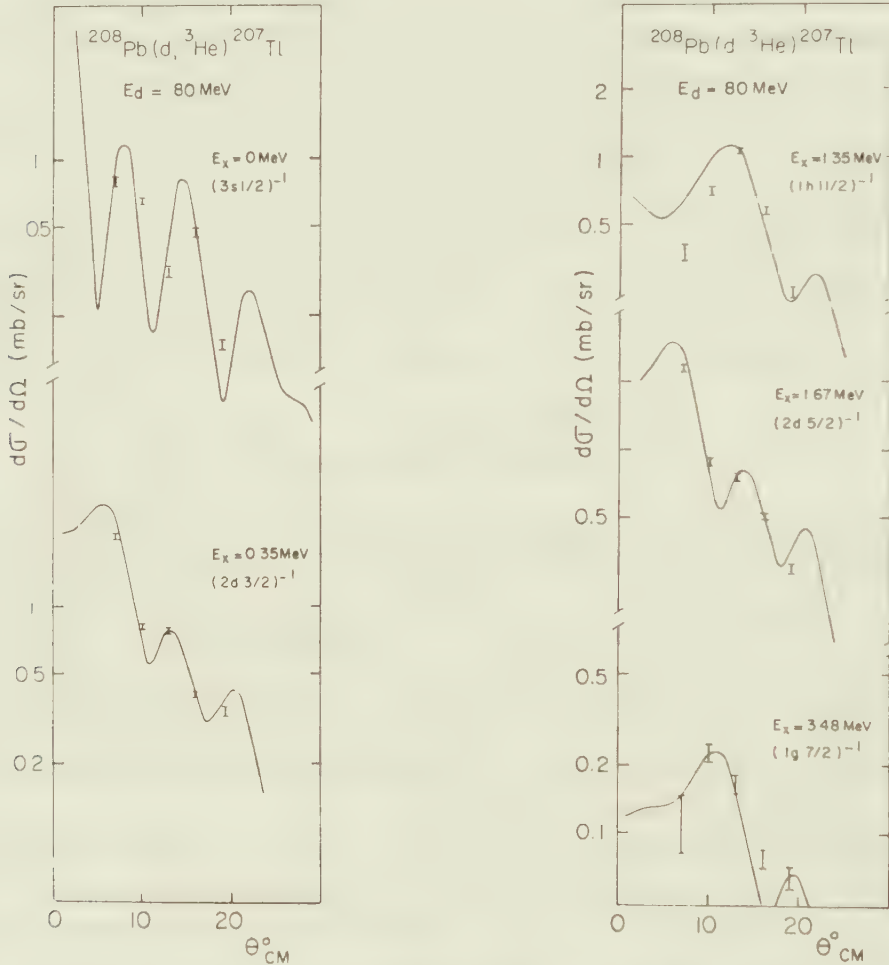
3. Réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$

Cinq groupes d' ^3He sont observés correspondant aux cinq niveaux de trou de proton déjà obtenus dans les travaux de Hinds ¹⁾, Barnes ²⁾ et Parkinson ³⁾ dont les configurations sont les suivantes: état fondamental, $(3s_{\frac{1}{2}})^{-1}$; 0.35 MeV, $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$; 1.35 MeV, $(1h_{\frac{7}{2}})^{-1}$; 1.67 MeV, $(2d_{\frac{5}{2}})^{-1}$; 3.48 MeV, $(1g_{\frac{7}{2}})^{-1}$. La résolution expérimentale ne permet pas de mettre en évidence les groupes peu intenses observés par Barnes *et al.* ²⁾ dans la réaction $^{208}\text{Pb}(t, \alpha)^{207}\text{Tl}$ à 20 MeV. Ces niveaux situés dans la région 3.5–5 MeV d'énergie d'excitation sont attribués au couplage du trou de proton à la vibration octupolaire du cœur.

Les distributions angulaires sont présentées sur la fig. 2 où figurent également les courbes théoriques obtenues par l'analyse en ondes distordues dont on parlera ci-dessous. Le fait intéressant est que ces distributions sont très caractéristiques du moment angulaire l transféré. L'identification des l transférés pour des réactions $(d, ^3\text{He})$ sur des noyaux voisins (voir sect. 4) s'obtient alors par simple comparaison des distributions angulaires de l inconnu à ces distributions de référence. De plus, à notre énergie, cette comparaison peut être limitée à un domaine angulaire relativement étroit. Aucune dépendance par rapport au moment angulaire total n'est observée sur les distributions des groupes à 0.35 MeV $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$ et 1.67 MeV $(2d_{\frac{5}{2}})^{-1}$. Il ne semble pas, d'après la réf. ³⁾ que cette ambiguïté puisse être levée par des mesures à grand angle.

Les analyses en ondes distordues des réactions $^{208}\text{Pb}(t, \alpha)^{207}\text{Tl}$ [réfs. ^{1,2)}] et $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ [réf. ³⁾] permettent l'extraction de facteurs spectroscopiques

relatifs des quatre états excités par rapport à l'état fondamental de ^{207}Tl . En réaction (t, α) , le facteur de normalisation (représentant le recouvrement des fonctions d'onde du système proton-triton avec la particule alpha) est habituellement traité comme un paramètre, et dans le cas du ^{208}Pb , Barnes *et al.* l'ajustent pour reproduire les facteurs spectroscopiques $(2J+1)$ du modèle des couches pour les états $(3s_{1/2})^{-1}$, $(2d_{3/2})^{-1}$ et $(1h_{9/2})^{-1}$. Il est significatif que le facteur de normalisation ainsi déterminé soit 1.65 fois plus petit que celui obtenu dans la région du Zr.



Figs. 2. Distributions angulaires des ^3He de la réaction $^{208}\text{Pb}(\text{d}, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$. Les courbes sont les résultats de calculs DWBA décrits dans le texte (les potentiels A et B donnent les mêmes formes de distributions angulaires). Les barres d'erreurs donnent uniquement les incertitudes statistiques.

En réaction $(\text{d}, ^3\text{He})$, la normalisation est bien connue ⁷⁾ et la détermination de facteurs spectroscopiques absolus est possible. Cependant, Parkinson *et al.* ³⁾ obtiennent des valeurs deux fois trop grandes en réaction $(\text{d}, ^3\text{He})$ alors qu'elles sont satisfaisantes en réaction (d, t) .

Les courbes en traits pleins de la fig. 2, résultent de calculs en ondes distordues réalisés à l'aide du programme DWUCK ⁶⁾ qui calcule la quantité $\sigma_{\text{DW}}(\theta)$ reliée à

la section efficace expérimentale par ⁷⁾

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = 2.95 S_{ij} \sigma_{\text{DW}}(\theta),$$

où S_{ij} est le facteur spectroscopique. L'approximation de portée nulle est utilisée et les effets de l'interaction spin-orbite ne sont inclus que dans la fonction d'onde du proton lié. Aucune correction de non localité ni rayon de coupure inférieur dans les intégrales radiales ne sont introduits.

TABLEAU 1
Potentiels optiques utilisés dans les analyses en ondes distordues

	V (MeV)	r_0 (fm)	a (fm))	W_s (MeV)	W_D (MeV)	r_0' (fm)	a' (fm)	r_c (fm)
$d+^{204,208}\text{Pb}$	99	1.05	0.98	0	25.5	1.206	0.75	1.3
$^3\text{He}+^{203,207}\text{Tl}$	175	1.14	0.723	17.5	0	1.6	0.81	1.4

TABLEAU 2
Paramètres géométriques des potentiels Saxon-Woods de liaison du proton

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	$\lambda_{s.o.}$	$r_{s.o.}$ (fm)	$a_{s.o.}$ (fm)
$p+^{203,207}\text{Tl}$ { A	1.25	0.63	15	1.25	0.63
B	1.286	0.762	18.2	0.88	0.6

La profondeur V_0 du potentiel réel est ajustée pour reproduire l'énergie de séparation. La quantité $\lambda_{s.o.}$ est reliée ³⁾ à $V_{s.o.}$ par $\lambda_{s.o.} = 180.6 V_{s.o.}/V_0$.

TABLEAU 3
Facteurs spectroscopiques obtenus pour les cinq niveaux observés dans la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$

Potentiel	Energie (MeV)	$3s_{\frac{1}{2}}$	$2d_{\frac{3}{2}}$	$1h_{\frac{7}{2}}$	$2d_{\frac{5}{2}}$	$1g_{\frac{7}{2}}$
A	80	3.9	7.4	15.6	7.2	4.8
	50	(4)	(8)	14	(10)	4
B	80	1.9	3.4	12.1	4.2	1.6
	50	(1.9)	(3.7)	11.6	(5.9)	

Les valeurs à 50 MeV sont déduites de nos calculs sur les résultats expérimentaux de la réf. ³⁾ Les parenthèses encadrant certains chiffres signifient que l'accord entre les distributions angulaires calculées et expérimentales n'est pas bon.

Les potentiels optiques utilisés dans les voies d'entrée et de sortie sont donnés dans le tableau 1. Pour la voie d'entrée, ces potentiels résultent d'une analyse conven-

tionnelle de la diffusion élastique de deutons de 80 MeV sur ^{208}Pb , effectuée par Duhamel ⁸⁾). Les paramètres ^3He sont ceux obtenus par Gibson *et al.* ⁹⁾, sur des noyaux de masse moyenne, entre 30 et 50 MeV. Les résultats de ces auteurs indiquent que ce potentiel est stable vis-à-vis des variations de l'énergie et de la masse de la cible.

Le tableau 2 présente les paramètres géométriques du puits de Saxon-Woods utilisé dans le calcul de la fonction d'onde du proton lié. Sa profondeur est ajustée pour reproduire les énergies de liaison expérimentales. Le potentiel A, déduit par Dost ¹⁰⁾ d'une analyse de réaction de stripping sous-coulombien est celui qu'utilisent Parkinson *et al.* Le potentiel B a été déterminé par Batty et Greenlees ¹¹⁾ pour rendre compte de la position des états de particule et de trou indépendants dans ^{207}Tl et ^{209}Bi .

Le tableau 3 donne, pour les potentiels A et B, les facteurs spectroscopiques résultant de l'analyse de nos résultats à 80 MeV, ainsi que de ceux de Parkinson à 50 MeV. Dans ce dernier cas, les autres conditions de l'analyse sont celles de la réf. ³⁾.

On notera que le désaccord observé à 50 MeV, avec le potentiel A, entre les valeurs obtenues et attendues se reproduit à 80 MeV. Cette différence disparaît lorsque l'on utilise le potentiel B et l'accord aux deux énergies est satisfaisant. En cours d'analyse, il a été vérifié que des variations raisonnables des paramètres des voies optiques ne pouvaient engendrer de telles variations des facteurs spectroscopiques.

Les valeurs obtenues indiquent que les trois premiers états contiennent toute l'intensité des configurations pures $(3s_{\frac{1}{2}})^{-1}$, $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$ et $(1h_{\frac{7}{2}})^{-1}$; les deux états suivants contenant respectivement 70 % et 20 % des intensités $(2d_{\frac{5}{2}})^{-1}$ et $(1g_{\frac{7}{2}})^{-1}$. Ces valeurs sont cohérentes avec celles données par Hamamoto ¹⁶⁾, qui indique, en outre, que le reste de ces configurations se trouve reporté au-delà de 4 MeV d'énergie d'excitation.

Ces résultats conduisent à adopter, pour rendre compte des états les moins liés de proton dans ^{208}Pb , un rayon du potentiel ($r_0 = 1.286$ fm) supérieur à celui utilisé pour obtenir des facteurs spectroscopiques corrects dans les transferts de neutrons [$r_0 \approx 1.25$ fm. réfs. ^{3, 12)}]. Cette sensibilité des facteurs spectroscopiques au potentiel du proton lié, et dont la géométrie joue le rôle primordial, appelle quelques commentaires: le potentiel utilisé dans les calculs en ondes distordues est habituellement choisi parmi ceux qui rendent compte à la fois de la diffusion des électrons et du spectre expérimental de particules indépendantes. Il est clair qu'un tel potentiel n'est pas unique et les résultats auxquels il conduit en DWBA sont un élément du choix. Le cas qui nous intéresse ici est favorable à cet égard puisque les états observés sont de bons états de trous indépendants. Les potentiels donnés par Batty ¹¹⁾ pour les protons et les neutrons sont déterminés de façon indépendante sur les états de simples trous et particules. Avec les protons (potentiel B utilisé ici), l'accord avec diverses informations expérimentales et, en particulier, la diffusion des électrons à 175 MeV et 250 MeV est très bon. Avec les neutrons par contre, il existe une ambiguïté entre les valeurs reproduisant correctement l'énergie des états de simple particule et conduisant à un rayon carré moyen $\langle r^2 \rangle_n^{\frac{1}{2}} = 6.08$ fm [réf. ¹¹⁾], et celles donnant

des facteurs spectroscopiques corrects $\langle r^2 \rangle_n^{\frac{1}{2}} = 5.68 \text{ fm}$ [réf. ¹⁰)] ou déduites de calculs de déplacement d'énergie coulombienne $\langle r^2 \rangle_n^{\frac{1}{2}} = 5.58 \text{ fm}$ [réfs. ^{13,14})].

Par contre, il semble que certains calculs de Hartree-Fock soient en mesure de reproduire à la fois les énergies individuelles, les rayons de densités et les facteurs spectroscopiques. Les essais que nous avons pu faire en utilisant les fonctions d'onde de Vautherin et Brink ¹⁵), issues d'un calcul de Hartree-Fock dans l'espace des coordonnées, ont conduit à des facteurs spectroscopiques trois fois trop grands. Les potentiels nucléaires locaux équivalents qu'ils obtiennent montrent, cependant, que les rayons des potentiels de protons sont plus grands que ceux de neutrons pour toutes les couches, d'environ $\Delta r_0 = 0.02 \text{ fm}$, ce qui est comparable à la différence trouvée ci-dessus. Cette extension légèrement plus grande des potentiels de protons n'est pas en contradiction avec une valeur supérieure du rayon carré moyen pour les neutrons. En effet, le rayon carré moyen est calculé à partir de la densité $\rho(r)$ par

$$\langle r^2 \rangle = \frac{4\pi}{A} \int_0^\infty \rho(r) r^4 dr,$$

avec

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{nlj} (2j+1) |u_{nlj}(r)|^2.$$

Ainsi, l'excès de neutrons, par les grands moments angulaires mis en jeu, contribue à augmenter fortement la densité à l'extérieur.

Il semble intéressant de poursuivre ces tentatives d'utilisation de fonctions d'onde microscopiques dans les calculs de réactions nucléaires. En particulier, l'obtention de résultats cohérents à la fois pour les transferts de protons et les transferts de neutrons constituerait un test supplémentaire des calculs self-consistents.

4. Réaction $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$

Sur la fig. 3 est présenté un spectre d'excitation de la réaction $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$. Neuf groupes sont observés. Les énergies d'excitation mesurées par rapport à l'état fondamental de ^{203}Tl sont portées en haut de la figure. Les états d'énergie d'excitation inférieure à 1.5 MeV correspondent aux états les plus fortement excités déjà observés par Hinds *et al.* ¹) dans la réaction $^{204}\text{Pb}(t, \alpha)^{203}\text{Tl}$ à 13.5 MeV. Au-delà de 1.5 MeV d'énergie d'excitation, nous observons des groupes à 1.7 MeV (à rapprocher du niveau à 1.69 MeV observé par Hinds), puis à 2.1–2.3 et 3.0 MeV.

L'analyse des spectres d'excitation aux différents angles permet d'en préciser la complexité. Jusqu'au niveau à 1.47 MeV, les pics sont simples et par conséquent, les niveaux à 1.07 MeV, 1.34 MeV, 1.41 MeV observés par Hinds sont très peu excités dans l'expérience présente, comme dans la réaction (t, α) à 13.5 MeV. Le pic à 1.7 MeV présente une largeur supérieure à la résolution expérimentale. A des énergies d'excitation plus élevées, les groupes à 2.1 MeV, 2.3 MeV, 3.0 MeV ne sont vraisemblablement pas simples.

Dans la fig. 4, sont rassemblées les distributions angulaires de tous ces groupes à l'exception de celle du pic à 2.1 MeV, trop faiblement excité et mal séparé. La comparaison avec les distributions angulaires expérimentales (fig. 2) obtenues dans la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ donne sans ambiguïté le moment angulaire orbital transféré de chaque groupe. Ces résultats sont reportés dans le tableau 4. Les transferts $l = 0$ et $l = 5$ n'apparaissent qu'une fois, tandis que six transferts $l = 2$ sont observés.

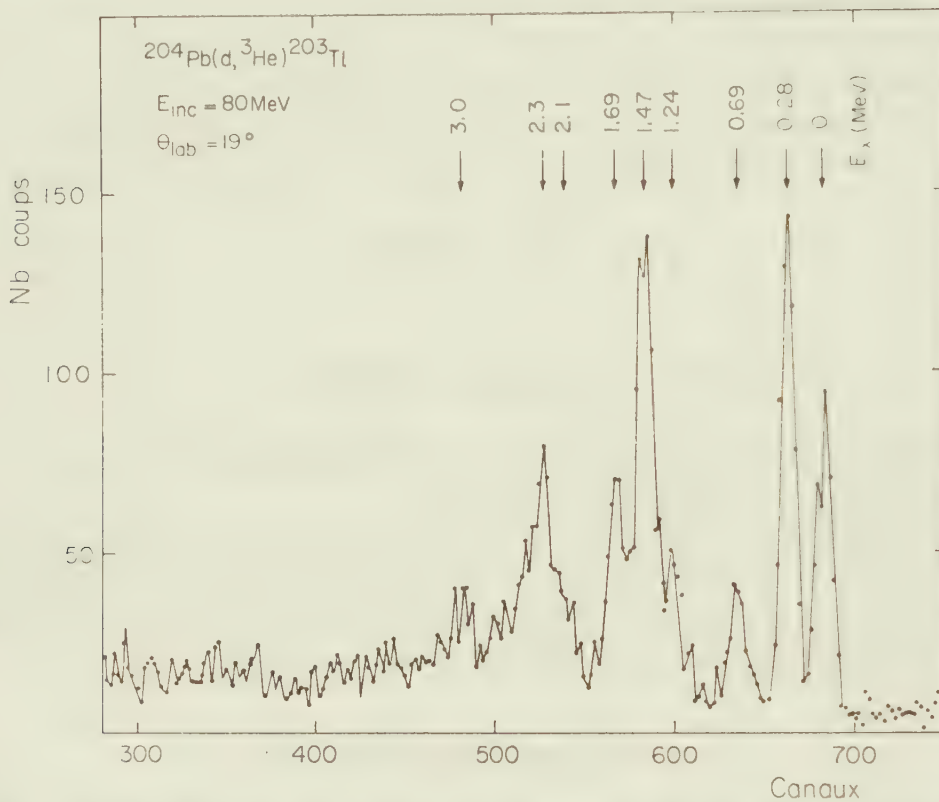


Fig. 3. Spectre en énergie des ^3He enregistré dans le plan focal du spectromètre d'analyse pour la réaction $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$. Les énergies d'excitation en MeV dans ^{203}Tl sont portées au dessus des flèches.

Une analyse en ondes distordues a été effectuée dans les conditions précisées sect. 3 et avec le potentiel B pour le proton lié. Les facteurs spectroscopiques en découlant figurent dans le tableau 4.

La structure de ^{203}Tl et de ^{205}Tl est décrite par Azziz et Covello ⁴⁾ dans un modèle simple où les trous de proton $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{9/2}$, $2d_{5/2}$ et $1g_{7/2}$ sont couplés aux vibrations quadrupolaire et octupolaire du cœur. Chaque état de moment angulaire total j est décrit comme une superposition de la configuration pure à un trou $(nlj)^{-1}$ et de configurations plus complexes obtenues en couplant à j des trous $(n'l'j')^{-1}$ et des modes vibrationnels du cœur. Si la réaction étudiée ici a lieu par un mécanisme d'interaction directe, seule la composante à un trou pur de chaque état est excitée.

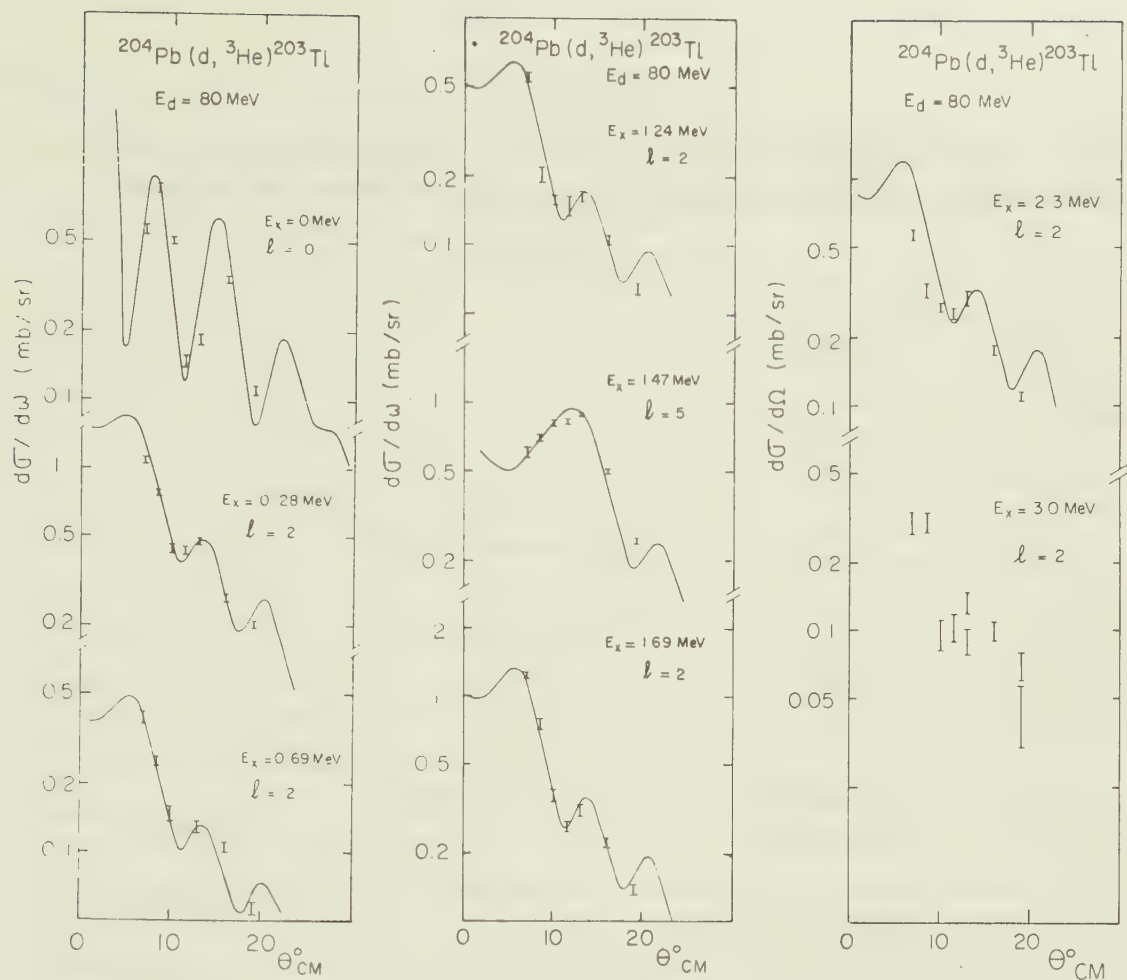


Fig. 4. Distributions angulaires des ^3He de la réaction $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$. Les courbes sont les résultats de calculs DWBA décrits dans le texte. Les barres d'erreurs donnent uniquement les incertitudes statistiques.

TABLEAU 4

Energies d'excitation, moments angulaires orbitaux transférés, facteurs spectroscopiques et intensités théoriques prévues pour les états de ^{203}Tl

Energie d'excitation (MeV)	l transféré	Facteurs spectroscopiques		Intensités des configurations à un trou	
		j^π supposé	S_{lj}	exp. ^{a)}	théorique ^{b)}
0	0	$\frac{1}{2}^+$	1.4	0.70	0.66
0.28	2	$\frac{3}{2}^+$	1.84	0.46	0.45
0.69	2	$\frac{5}{2}^+$	0.55	0.09	0.12
1.24	2	$\frac{3}{2}^+$	0.70	0.17	0.06
		$\frac{5}{2}^+$	0.74	0.12	0.02
1.47	5	$\frac{1}{2}^-$	8.2	0.68	0.61
1.69	2	$\frac{3}{2}^+$	1.54	0.38	0.37
		$\frac{5}{2}^+$	1.61	0.27	
2.1					
2.3	2	$\frac{3}{2}^+$	1.4	0.35	
		$\frac{5}{2}^+$	1.5	0.25	
3.0	2	$\frac{3}{2}^+$	0.6	0.15	
		$\frac{5}{2}^+$	0.6	0.10	

^{a)} La quantité portée dans cette colonne est $S_{lj}/(2j+1)$.

^{b)} Réf. ⁴⁾.

Pour les différents groupes observés, l'intensité de cette composante prévue par le modèle de Azziz et Covello est portée dans la dernière colonne du tableau 4.

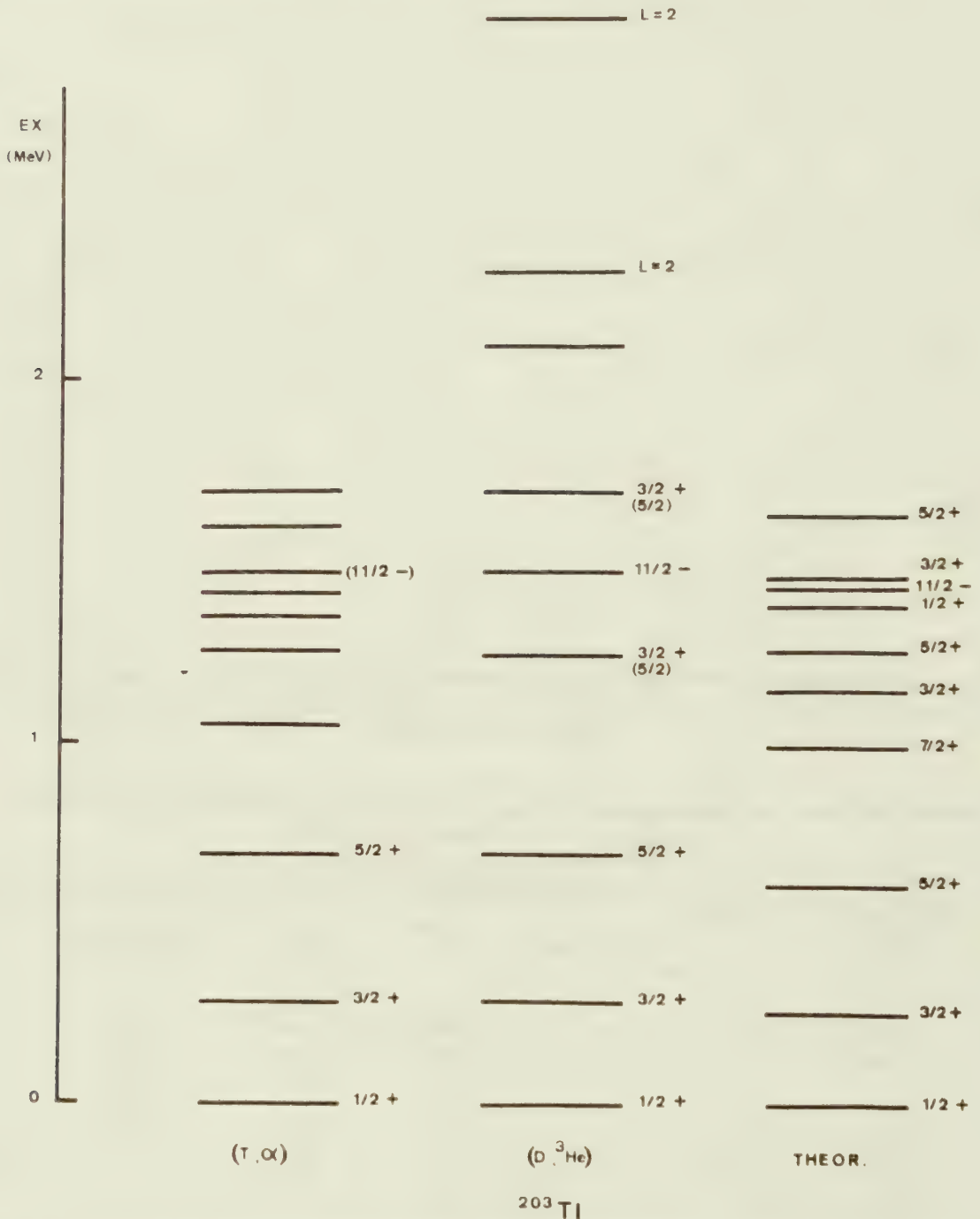


Fig. 5. Schémas de niveaux expérimentaux et théoriques de ^{203}Tl . Pour les niveaux d'énergie supérieure à 1 MeV de la colonne centrale, les J^π correspondent à la discussion du texte. Les résultats en (t, α) sont tirés de la réf. ¹⁾. Les prévisions théoriques sont celles de la réf. ⁴⁾.

La fig. 5 présente les spectres expérimentaux de la présente expérience et de la réaction ¹⁾ (t, α) comparés à la séquence de niveaux obtenus théoriquement. L'accord

entre les intensités théoriques et expérimentales est très bon pour l'état fondamental et les deux premiers états excités de ^{203}Tl . Ces valeurs sont également en accord avec celles données par Hinds ¹⁾. Les moments angulaires totaux et les parités de ces trois états sont bien établis par ailleurs ¹⁷⁾.

Le groupe observé ensuite à 1.24 MeV d'énergie d'excitation possède une distribution angulaire de transfert de moment angulaire orbital $l = 2$ pur. A la suite de la remarque faite au début de la sect. 4, notre étalonnage en énergie, ainsi que les intensités relatives des quatre états observés par réaction (t, α) dans cette zone amènent à penser que ce groupe est bien identique à celui observé par Hinds à 1.24 MeV d'énergie d'excitation. La distribution angulaire est suffisamment pure pour exclure la contribution d'un transfert $l = 0$. Le niveau $\frac{1}{2}^+$ prévu théoriquement et observé dans la réaction $^{206}\text{Pb}(t, \alpha)^{205}\text{Tl}$ ne peut donc être que très faiblement excité ici. L'ambiguïté sur le moment angulaire total de cet état n'est pas levée par l'analyse en ondes distordues. L'utilisation de transferts $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$ et $(2d_{\frac{5}{2}})^{-1}$ donne des facteurs spectroscopiques voisins trop faibles pour permettre d'utiliser une limite de règle de somme. Les résultats de Azziz prévoient, cependant, une intensité trois fois plus grande pour la configuration $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$.

La distribution angulaire du groupe intense à 1.47 MeV est clairement celle d'un transfert de moment angulaire orbital $l = 5$. L'intensité 0.68 de la configuration à un trou correspondante est en très bon accord avec la valeur calculée 0.61.

Le groupe suivant à 1.7 MeV d'énergie d'excitation présente, comme cela a été indiqué plus haut, une largeur importante. Il est composé principalement du niveau à 1.69 MeV que vient contaminer le niveau à 1.59 MeV moins intense ¹⁾. La distribution angulaire est encore celle d'un transfert $l = 2$. Dans l'hypothèse d'une configuration simple à un trou $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$ l'intensité 0.38 coïncide avec la valeur théorique. Inversement, une configuration $(2d_{\frac{5}{2}})^{-1}$ posséderait une intensité 0.27. Le modèle ne prévoit aucun niveau $\frac{5}{2}^-$ ayant une composante $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$ aussi important au-dessous de 1.8 MeV d'énergie d'excitation. Ceci permet d'attribuer de préférence un spin $\frac{3}{2}$ à ce niveau.

Les deux groupes restant – dont les distributions angulaires ont pu être extraites – ont aussi les caractéristiques de transferts $l = 2$.

Le premier est situé à 2.3 MeV d'énergie d'excitation et l'analyse conduit à une intensité de 0.25 dans l'hypothèse d'une configuration simple $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$. Ici un transfert de moment angulaire total $j = \frac{3}{2}$ conduirait à une intensité de 0.35 incompatible avec l'intensité de 0.84 déjà totalisée pour la configuration $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$. La conclusion serait inverse si le groupe à 1.69 MeV se trouvait avoir un spin $\frac{5}{2}^-$, car alors, l'intensité $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$ contenue dans les niveaux d'énergie d'excitation inférieure à 1.7 MeV n'atteindrait pas la limite de la règle de somme. Mais la première interprétation paraît plus probable en raison de la plus grande énergie de liaison du trou $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$ dans ^{207}Tl d'une part, et du support théorique solide que constitue le modèle de Azziz et Covello.

Pour le second, peu intense, les facteurs spectroscopiques sont donnés à titre indicatif pour des transferts $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$ et $(2d_{\frac{5}{2}})^{-1}$. Ils constituent des limites supérieures de configurations simples à un trou car des processus plus complexes tels que des mécanismes en deux étapes peuvent exciter les autres composantes dont nous avons parlé plus haut.

Le groupe à 2.1 MeV d'énergie d'excitation, dont la distribution angulaire n'a pu être obtenue a une section efficace maximale inférieure à 0.10 mb/sr. Si l'on recherche dans cet état le complément de l'intensité $(1h_{\frac{7}{2}})^{-1}$, la valeur atteinte n'est que 7 % de l'intensité totale. L'intensité $(1h_{\frac{7}{2}})^{-1}$ est donc répartie sur plus de deux états.

Les informations expérimentales présentées sont donc en plein accord avec le modèle théorique de Azziz et Covello. L'intensité de la configuration $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$ est répartie sur trois états. Les intensités des configurations $(3s_{\frac{1}{2}})^{-1}$ et $(1h_{\frac{7}{2}})^{-1}$ ne sont pas épuisées par l'état fondamental et par l'état à 1.47 MeV, mais aucun autre état n'apparaît qui puisse à lui seul posséder l'intensité restante de l'une ou l'autre de ces configurations. L'intensité $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$ qui n'est représentée qu'à 70 % dans l'état à 1.67 MeV de ^{207}Tl , paraît fractionnée dans ^{203}Tl sur un grand nombre d'états.

5. Conclusion

Pour les noyaux lourds qui font l'objet de cet article, l'identification des moments angulaires orbitaux transférés est aisée à 80 MeV et ne nécessite de mesures que sur un intervalle angulaire restreint. Par contre, l'obtention de mesures à petit angle devient nécessaire et l'emploi d'un spectromètre magnétique est un avantage important.

Il a été montré par l'analyse en ondes distordues de la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ que le rayon du potentiel utilisé pour engendrer la fonction d'onde du proton lié est supérieur au rayon correspondant de neutron, issu d'une revue des analyses existantes sur les transferts de neutron. Le résultat est inverse si les potentiels proviennent d'une analyse où les énergies des états de particules et de trous indépendants sont reproduites. Batty estime ¹²⁾ que cette difficulté serait levée par l'utilisation de potentiels non-locaux, avec une non-localité plus importante pour les neutrons. Des calculs self-consistents, dont le résultat est un champ moyen non-local permettront peut-être de résoudre cette difficulté.

En ce qui concerne les résultats de la réaction $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$, il apparaît que le modèle du couplage d'un trou de proton avec une description vibrationnelle du cœur de ^{204}Pb est une excellente description du noyau de ^{203}Tl .

Nous remercions MM. Vénéroni et Vautherin pour les intéressantes discussions que nous avons eues avec eux, et pour les éclaircissements qu'ils nous ont apportés dans l'interprétation des résultats de la sect. 3 de cet article, ainsi que MM. Reide, Chesneau, David-Boyer et Hervieu et l'équipe technique du Synchrocyclotron sans lesquels ces expériences n'auraient pu être menées à bien.

Note ajoutée aux épreuves: Nous avons étudié récemment la réaction $^{206}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{205}\text{Tl}$. Outre l'état fondamental et les deux premiers états de spin connu ¹⁾, les groupes et l transférés suivants sont observés: 1.14 MeV ($l = 2$), 1.48 MeV ($l = 5$), 2.0 MeV ($l = 2$), 2.6 MeV ($l = 2$). Ces deux derniers groupes ne sont pas simples, comme le montre la comparaison avec le spectre d'excitation de la réf. ¹⁾, mais ici, les distributions angulaires obtenues sont caractéristiques de transferts $l = 2$ purs. Le spin $\frac{1}{2}^-$ est attribué à l'état à 1.48 MeV d'énergie d'excitation qui représente 80 % de l'intensité $(1h_{\frac{1}{2}})^{-1}$. Sans pouvoir déterminer le spin $\frac{3}{2}^+$ ou $\frac{5}{2}^+$ des groupes restant, l'utilisation des règles de somme permet de constater que toute l'intensité des configurations à un trou $(2d_{\frac{3}{2}})^{-1}$ et $(2d_{\frac{5}{2}})^{-1}$ est épuisée dans ces groupes. De nouveau, la comparaison avec le modèle d'Azziz et Covello ⁴⁾ est excellente.

Références

- 1) S. Hinds, R. Middleton, J. H. Bjerregaard, O. Hansen et O. Nathan, Nucl. Phys. **83** (1966) 17
- 2) P. D. Barnes, E. R. Flynn, G. J. Igo et D. D. Armstrong, Phys. Rev. **C1** (1970) 228
- 3) W. C. Parkinson, D. L. Hendrie, H. H. Duhm, J. Mahoney, J. Saudinos et G. R. Satchler, Phys. Rev. **178** (1969) 1976
- 4) N. Azziz et A. Covello, Nucl. Phys. **A123** (1969) 681
- 5) N. Frascaria, Thèse de 3ème cycle, Institut de Physique Nucléaire, Orsay, 1969
- 6) P. D. Kunz, Université de Colorado (non-publié)
- 7) R. H. Bassel, Phys. Rev. **149** (1966) 791
- 8) G. Duhamel, Thèse de 3ème cycle, Institut de Physique Nucléaire, Orsay, 1970
- 9) E. F. Gibson, B. W. Ridley, J. J. Kraushaar, M. E. Rickey et R. H. Bassel, Phys. Rev. **155** (1967) 1194
- 10) M. Dost, W. R. Hering et W. R. Smith, Nucl. Phys. **A93** (1967) 357
- 11) C. J. Batty et G. W. Greenlees, Nucl. Phys. **A133** (1969) 673
- 12) C. J. Batty, Phys. Lett. **31B** (1970) 496
- 13) J. A. Nolen, Jr., J. P. Schiffer et N. Williams, Phys. Lett. **27B** (1968) 1
- 14) H. A. Bethe et P. J. Siemens, Phys. Lett. **27B** (1968) 549
- 15) D. Vautherin et D. M. Brink, Phys. Lett. **32B** (1970) 149
- 16) I. Hamamoto, Nucl. Phys. **A141** (1970) 1
- 17) Nuclear Data Sheets, Nuclear Data Group, National Research Council, USA

CHAPITRE III

LA REACTION (d, ^3He) SUR LES ISOTOPES 206 et 204 DU PLOMB.

III - 1 . INTRODUCTION

L'étendue du spectre de particules indépendantes dans ^{208}Pb , tel qu'il est observé dans les spectres d'excitation des noyaux ^{207}Tl , ^{209}Bi , ^{207}Pb , ^{209}Pb est une des caractéristiques les plus remarquables de ce noyau. A peu d'exceptions près, les sous-couches appartenant aux couches majeures $N = 82-126$ et $Z = 50-126$ donnent chacune un niveau et un seul dans le spectre du noyau impair correspondant et ce niveau possède l'intensité totale prévue par le modèle en couches.

Cette situation peut être regardée comme corollaire à l'absence de mélange entre les états à une particule et les états formés par couplage de ceux-ci à un mode collectif du cœur. En fait, ces derniers, de parité positive ne sont observés dans ^{208}Pb qu'au dessus de 4 MeV d'énergie d'excitation, les états à une particule les plus extrêmes des couches ci-dessus ne se trouvant pas au-delà de 3.5 MeV d'énergie d'excitation.

Les quatre états de parité négative observés à des énergies d'excitation inférieures à 4 MeV dans ^{208}Pb , et particulièrement les états 3^- à 2.62 MeV et 5^- à 3.20 MeV (qui sont les plus excités en diffusion inélastique) donnent naissance à des multiplets dans les noyaux impairs adjacents, mais un mélange n'est possible qu'avec les états à une particule montant ou descendant des couches voisines de parité convenable. C'est le cas pour les neutrons $1j_{15/2}$ et $1i_{13/2}$ et les protons $1i_{13/2}$ et $1h_{11/2}$. Le mélange observé est en réalité très faible, excepté peut-être pour le neutron $1j_{15/2}$ dans ^{209}Pb (St 69, Ig 69, Bar 70)

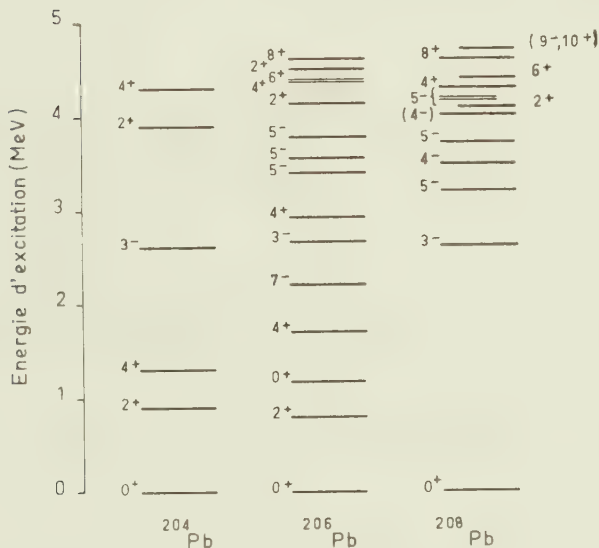


Figure 3 - Etats des isotopes du plomb observés en diffusion (p,p') au-dessous de 5 MeV d'énergie d'excitation (Al 67, Val 68).

L'évolution de ce spectre de particules indépendantes lorsque le cœur n'est plus ^{208}Pb est mal connue. Les spectres des noyaux ^{204}Pb , ^{206}Pb et ^{208}Pb observés en diffusion inélastique (Al 67 et Val 68) sont présentés sur la fig.3. Qualitativement on doit s'attendre à une modification du spectre à une particule due à la présence d'états de parité positive dans la partie basse du spectre d'excitation des noyaux ^{204}Pb et ^{206}Pb .

Expérimentalement, cette étude peut être menée par réactions de transfert d'un nucléon et par diffusion (p,p') passant par les résonances isobariques analogues. Le spectre de ^{207}Pb a été étudié par Mukherjee et Cohen (Mu 62) et Darcey (Da 67) au moyen de la réaction $^{206}\text{Pb}(d,p)^{207}\text{Pb}$, par Hering (He 68) dans la même réaction au-dessous de la barrière coulombienne et par Grosse(Gr 69) par résonances isobariques analogues. Un fort mélange de configuration est observé entre les états 2 trous-1 particule et les états 2^+ et 4^+ du cœur de ^{206}Pb .

Les trous de protons dans des coeurs de ^{206}Pb et ^{204}Pb ont été étudiés par la réaction (t, α) à 13 MeV par Hinds (Hi 66) avec une résolution en énergie de 50 keV, mais l'identification des moments orbitaux transférés est difficile pour les états au-dessus de 1 MeV d'énergie d'excitation. Cette même étude est reprise ici au moyen des réactions $^{204}, ^{206}\text{Pb} (d, ^3\text{He}) ^{203}, ^{205}\text{Tl}$ à 80 MeV d'énergie incidente.

III - 2 . MODELES THEORIQUES POUR LES NOYAUX ^{203}Tl et ^{205}Tl

III-2.1. Le modèle de couplage intermédiaire particule-cœur.

Du point de vue théorique, le couplage des excitations du cœur avec les états à une particule a été bien étudié. Les multiplets observés par diffusion inélastique dans les noyaux impairs comme ^{209}Bi ou ^{207}Pb sont expliqués par couplage faible particule-vibration, dans lequel les distorsions du cœur dues aux vibrations sont suffisamment petites pour que le déplacement en énergie soit proportionnel à la déformation (Mot 67).

I. Hamamoto (Ha 69, Ha 69 a, Ha 70, Ha 70 a) a appliqué avec succès ce modèle aux états résultant du couplage particule-vibration octupolaire du cœur dans les noyaux impairs ^{207}Tl , ^{209}Bi , ^{207}Pb , ^{209}Pb . La raison principale de ce succès réside, comme nous l'avons vu plus haut, dans l'absence d'états de parité positive au-dessous de 4 MeV d'énergie d'excitation dans le spectre de ^{206}Pb .

L'application de ce modèle à des coeurs moins fermés comme ^{204}Pb et ^{206}Pb n'est pas justifiée. Covello et Sartoris (Co 67) puis Azziz et Covello (Az 69) ont appliqué à ^{203}Tl et ^{205}Tl un modèle de couplage intermédiaire dans lequel le cœur est décrit par ses modes de vibration.

L'originalité du second calcul (Az 69) est d'employer une méthode dérivée pour le problème lié de la méthode des voies couplées que Tamura (Ta 65) a développée pour le problème de diffusion. L'absence de paramètre ajustable qui découle de cette méthode fait le grand intérêt de ce calcul.

Le hamiltonien du système formé d'un trou de proton (pour ^{203}Tl et ^{205}Tl) et d'un cœur vibrationnel en interaction peut s'écrire :

$$H = H_c + H_t + H_{\text{int}}$$

H_c est le hamiltonien du cœur, H_t est celui du trou se déplaçant dans un potentiel sphérique et H_{int} est l'interaction trou-cœur. Ces deux derniers termes sont remplacés, dans le modèle unifié de Bohr et Mottelson par le hamiltonien d'une particule se déplaçant dans un potentiel déformé

$$H = H_c + T + V(r, \theta, \varphi)$$

où T est l'énergie cinétique du trou et V le potentiel représentant l'interaction trou-cœur (nucléaire et coulombienne). Ce potentiel est pris de la forme Saxon-Woods

$$V(r, \theta, \varphi) = - \frac{V_0}{1 + \exp [(r - R(\theta, \varphi))/a]} + V_{\text{coul}}$$

la surface nucléaire étant décrite par

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \varphi) \right]$$

Dans cette formule, les coeurs ^{204}Pb et ^{206}Pb sont supposés purement vibrationnels et décrits par leur modes quadrupolaire et octupolaire ($\lambda = 2, 3$).

La méthode consiste à développer V en puissances de $\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda}^{\mu}$ (Ta 65).

Le premier terme, diagonal, représente le mouvement du trou dans un potentiel sphérique, et les termes suivants couplent le mouvement du trou aux vibrations du coeur, les coefficients du développement étant entièrement déterminés par les paramètres du potentiel.

Le problème se traduit alors dans un système d'équations couplées.

Azziz et Covello (Az 69) résolvent ce système en se limitant aux termes quadratiques du développement, et en incluant toutes les combinaisons trou-phonon pour lesquelles les éléments du matrice sont inférieurs à 5 MeV. Les quantités expérimentales utilisées sont les énergies des états 2^+ et 3^- du coeur (figure 3) et les déformations β_2 et β_3 données par la diffusion (p, p'). Les paramètres du potentiel sont déterminés par diffusion élastique de neutrons.

Nous comparerons plus loin les résultats de ce calcul aux résultats expérimentaux.

III-2.2. Modèles microscopiques.

Le mode de vibration quadrupolaire du coeur peut être traité de façon microscopique si l'on remarque que les mêmes multipôles interviennent dans le développement du champ total et de l'interaction à deux corps (Ro 70). De nombreux auteurs (revue dans Bes 69 par exemple) ont ainsi utilisé une interaction à deux corps résiduelle formée de corrélations d'appariement à courte portée et d'une force quadrupolaire à longue portée agissant entre protons, neutrons et protons-neutrons. Kisslinger et Sorensen (Ki 63) traitent successivement les effets d'appariement par la méthode BCS et la force quadrupolaire comme interaction entre quasi-particules par l'approximation des phases au hasard (RPA). Des résultats plus complets sur les isotopes impairs de Hg, Tl, et Pb sont obtenus par Lo Iudice (Lo 69) avec la même interaction mais par une méthode qui conserve le nombre de nucléons

Tous ces calculs ignorent le mode octupolaire de vibration du coeur et sont moins satisfaisants dans la comparaison à l'expérience que le modèle entièrement macroscopique de Azziz et Covello (Az 69).

III - 3 . LA REACTION $^{206}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{205}\text{Tl}$ =====

Un spectre d'excitation enregistré à 19° laboratoire est présenté figure 4. La résolution obtenue est inférieure à la résolution habituelle de 120-150 keV, particulièrement à cause du mauvais état de la cible qui nécessitait des temps de comptage plus grands. La comparaison de ce spectre avec celui de la réaction $^{206}\text{Pb}(t, \alpha)^{205}\text{Tl}$ à 13 MeV (Hi 66) permet l'identification en énergie des groupes observés. Les valeurs de notre étalonnage, qui correspondent avec celles mesurées en réaction(t, α), ont été portées sur la figure 4.

Le premier groupe est composé de l'état fondamental de ^{205}Tl et, 200 keV plus haut, du premier état excité. L'état suivant est à 0.62 MeV d'énergie d'excitation. Les spins de ces trois états sont $\frac{1}{2}^+$, $\frac{3}{2}^+$, et $\frac{5}{2}^+$ (Le 67).

Jusqu'à 2 MeV d'énergie d'excitation, deux groupes dominant à 1.14 MeV et 1.48 MeV. Le spectre de la réf. Hi 66 montre la présence entre ces deux niveaux de trois autres états peu excités dont nous ne pouvons pas déceler la présence. Le groupe à 1.48 MeV est très intense et représente probablement un niveau simple (Hi 66).

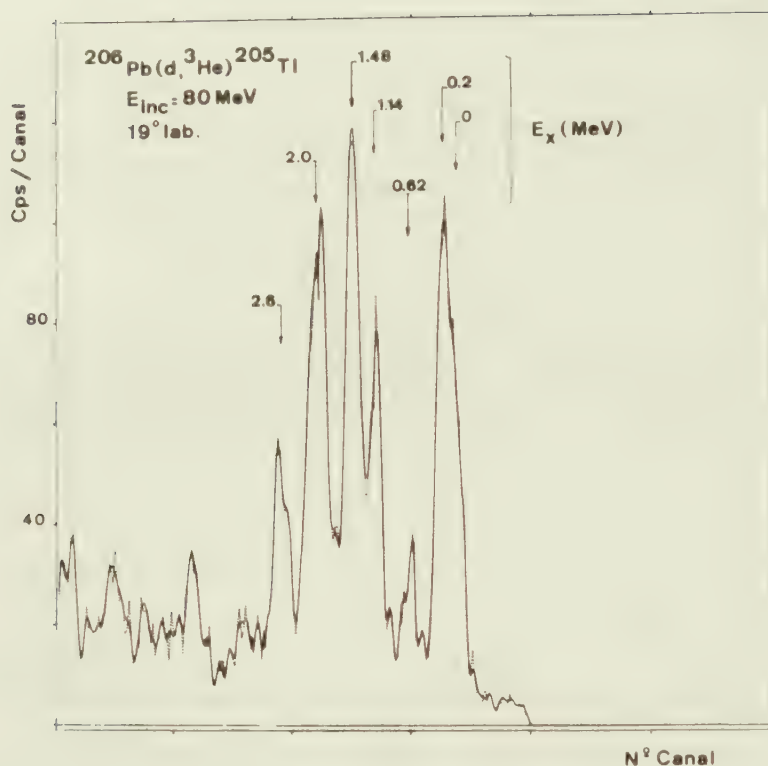


Figure 4 - Spectre des ^3He enregistré dans le plan focal du spectromètre dans la réaction $^{206}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{205}\text{Tl}$.

Au-delà de 2 MeV d'énergie d'excitation, seuls deux groupes appartiennent à la réaction qui nous intéresse. Ils sont situés à 2.0 et 2.6 MeV et le spectre de la réaction (t, α) montre qu'ils sont complexes. Le premier est composé de quatre niveaux dont trois sont excités de façon importante et le second, moins intense, comporte également quatre composantes dont deux surtout sont appréciables (2.43 MeV et 2.60 MeV dans le spectre de la réaction (t, α) à 13 MeV).

Les pics situés au-delà de 2.6 MeV dans le spectre de la figure 4 subissent des déplacements angulaires importants et sont attribués à des réactions sur des éléments légers.

Le spectre entier fait l'objet d'une décomposition en gaussiennes.

Pour cela, un programme de calcul place, sur des portions de spectres comprenant deux ou trois pics, des gaussiennes dont les écartements sont fixés, mais avec une liberté de translation globale. Les valeurs des espacements sont prises de la réf. Hi 66. La position et la largeur des gaussiennes sont ajustées et leurs hauteurs calculées pour réaliser une minimisation de χ^2 . Ce sont alors leurs surfaces qui sont retenues pour le calcul des sections efficaces.

Les distributions angulaires, pour des angles allant de 7° à $19^\circ(\text{lab.})$ sont présentées sur la figure 5.

Comme observé dans la réaction $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$ (Réf.1), la structure de ces distributions angulaires est suffisamment caractéristique pour que l'identification des moments orbitaux transférés soit obtenue en les comparant à celles de la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ (réf.1). Malgré la complexité des pics observés, leurs distributions angulaires sont toujours pures. Les niveaux membres ont donc tous même moment angulaire orbital.

Une analyse DWBA a été conduite avec les conditions précisées dans l'appendice, et les sections efficaces calculées sont en traits pleins sur la figure 5.

Les facteurs spectroscopiques résultants sont présentés dans le tableau 2, de même que les prévisions de Azziz et Covello (Az 69) et les résultats de Hinds (Hi 66).

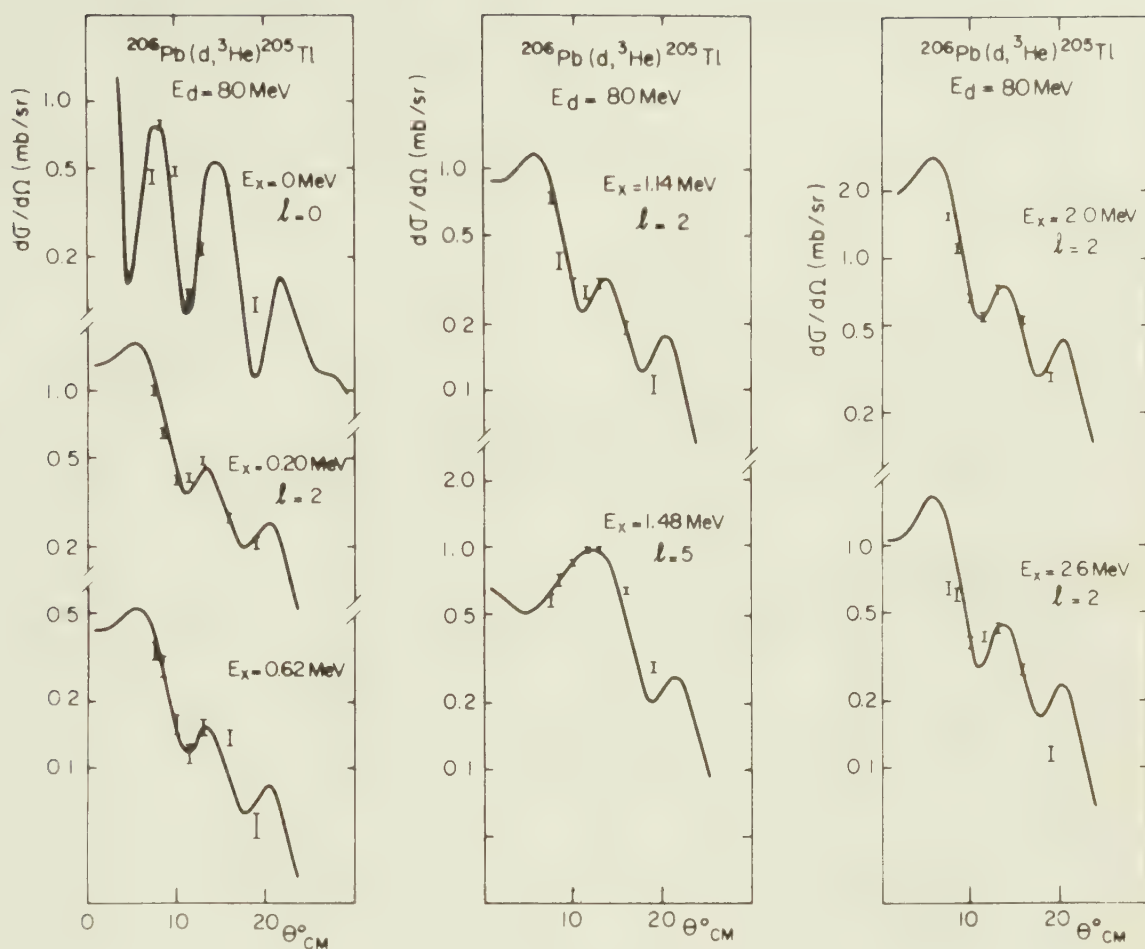


Figure 5 - Distributions angulaires des transferts observés dans la réaction $^{206}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{205}\text{Tl}$. Les courbes sont les sections efficaces calculées.

Energie d'excitation (MeV)	ℓ transféré	Facteur spectroscopique		Intensité de la configuration à un trou		
		J^π	$S_{\ell j}$	exp ^{a)}	Théorique ^{b)}	(t, α)13 MeV ^{c)}
0	0	$\frac{1}{2}^+$	1.3	0.65	0.73	0.70
0.2	2	$\frac{3}{2}^+$	1.8	0.45	0.52	0.43
0.62	2	$\frac{5}{2}^+$	0.65	0.11	0.10	0.07
1.14	2	$\left(\frac{3}{2}^+ \right)$	1.4	0.35	0.4	0.2
		$\left(\frac{5}{2}^+ \right)$	1.5	0.25	0.02	
		$\left(\frac{7}{2}^+ \right)$				
1.48	5	$\frac{11}{2}^-$	9.7	0.81	0.70	(0.61)
2.0	2	$\left(\frac{3}{2}^+ \right)$	3.5	0.9		
		$\left(\frac{5}{2}^+ \right)$	3.7	0.6		
		$\left(\frac{7}{2}^+ \right)$				
2.6	2	$\left(\frac{3}{2}^+ \right)$	2.2	0.55		
		$\left(\frac{5}{2}^+ \right)$	2.3	0.4		

a) La quantité portée dans cette colonne est $S_{\ell j} / (2J+1)$

b) réf. Az 69

c) réf. Hi 66

Tableau 2

Energies d'excitation, moments angulaires orbitaux transférés, facteurs spectroscopiques et intensités théoriques prévues pour les états de ^{206}Tl dans la réaction $^{206}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{206}\text{Tl}$.

Un schéma simple (figure 6) obtenu en couplant les états à un trou aux principales excitations du coeur permet de comprendre la complexité du spectre.

Au-dessous de 3 MeV d'énergie d'excitation, ce couplage prévoit au total 20 états de parité positive et 8 états de parité négative, entre lesquels on doit attendre un mélange de configurations.

Parmi les états de parité négative, l'état $1\frac{1}{2}^- = (1h^{1\frac{1}{2}})^{-1}$ à 1.4 MeV d'énergie d'excitation environ ne peut donner lieu à un mélange qu'avec un seul état, la composante $1\frac{1}{2}^-$ du multiplet $(1h^{1\frac{1}{2}})^{-1} \otimes 2^+$ dont l'énergie non perturbée se situe environ 1 MeV plus haut. On prévoit donc qu'ici le mélange sera faible.

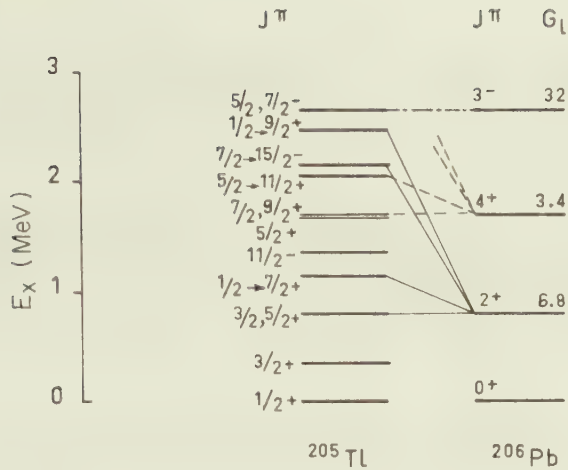


Figure 6 - Prévision schématique des moments angulaires attendus dans la réaction $^{206}\text{Pb}(\text{d}, ^3\text{He})^{205}\text{Tl}$ jusqu'à 3 MeV d'énergie d'excitation. Les probabilités de transition G_l (s.p.u) sont extraites de la réf. Val 68.

La situation est plus complexe pour les  tats de parité positive. Détaillons, par ordre d'énergie croissante, tous les  tats prévus par ce couplage au-dessous de 3 MeV d'énergie d'excitation :

$(3s \frac{1}{2})^{-1}$	$\frac{1}{2}$					
$(2d \frac{3}{2})^{-1}$		$\frac{3}{2}$				
$(3s \frac{1}{2})^{-1} \otimes 2^+$		$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$			
$(2d \frac{3}{2})^{-1} \otimes 2^+$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$		
$(2d \frac{5}{2})^{-1}$			$\frac{5}{2}$			
$(3s \frac{1}{2})^{-1} \otimes 4^+$				$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	
$(2d \frac{3}{2})^{-1} \otimes 4^+$			$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$
$(2d \frac{5}{2})^{-1} \otimes 2^+$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	

L' tat $[(2d \frac{3}{2})^{-1} \otimes 4^+]_{1\frac{1}{2}+}$ excepté, il existe toujours, pour $J\pi$ donné, au moins trois composantes pouvant participer à un mélange.

Cependant, la situation expérimentale, telle qu'on l'observe dans la réaction $^{206}\text{Pb}(\text{d}, ^3\text{He})^{205}\text{Tl}$ ne doit pas être aussi compliquée car la réaction n'est sensible qu'aux amplitudes de trous purs dans les fonctions d'ondes de ces  tats.

Une preuve expérimentale de la sélectivité de la réaction de pick-up est fournie par les réactions $^{208}\text{Pb}(\text{d}, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ (Pa 69 et I) et $^{208}\text{Pb}(\text{t}, \alpha)^{207}\text{Tl}$ (Hi 66 et Bar 70)

où le doublet $[(3s^{1/2})^{-1} \otimes 3^-]$ à 2.7 MeV d'énergie d'excitation dans ^{207}Tl (Han 69) n'est pas décelé. L'excitation de ces états ne pourrait avoir lieu que par un mécanisme de double excitation, mettant en jeu l'excitation collective 3^- de ^{208}Pb , car leur parité négative interdit tout mélange avec les états à un trou pur voisins, de parité positive.

La pureté du mécanisme a pour conséquence une simplification du spectre expérimental observé. Ainsi la composante à un trou $(1g^{7/2})^{-1}$ dans le premier état $7/2^+$ prévu, résultant du couplage $[(2d^{3/2})^{-1} \otimes 2^+]$ doit être très faible, la différence d'énergies d'excitation étant supérieure à 2 MeV. Un tel état n'est effectivement pas observé. De plus, des états tels que $9/2^+$ et $11/2^+$ n'ayant aucune amplitude à une particule ne doivent pas être excités. Il en est de même des états de parité négative autres que $11/2^-$.

Selon ce schéma, le nombre d'états de ^{205}Tl observables en réaction $(d, ^3\text{He})$ ou (t, α) au-dessous de 3 MeV d'énergie d'excitation est donc de 18 si l'on inclut tous les états $7/2^+$. Le nombre expérimental est de 17 (Hi 66) dans la région d'excitation inférieure à 2.8 MeV.

L'information que l'on désire tirer de cette expérience réside surtout dans l'identification des moments orbitaux transférés et dans les intensités des configurations à un trou représentées dans ces divers états.

La détermination des facteurs spectroscopiques conduit directement aux intensités des composantes à un trou dans les états de ^{205}Tl . Elles sont données dans le tableau 2.

Les trois premiers états de spin connu ont des intensités en très bon accord avec les déterminations de Hinds (Hi 66).

Le pic intense à 1.48 MeV possède une distribution angulaire caractéristique d'un transfert $l = 5$. Il s'agit donc du pick-up du proton $1h^{11/2}$. Il représente 80% de la configuration $(1h^{11/2})^{-1}$, ce qui confirme la faiblesse du mélange de cette configuration.

Les trois groupes enregistrés à 1.14, 2.0 et 2.6 MeV d'énergie d'excitation ont des distributions angulaires de transferts $l = 2$ purs. Les pick-up possibles sont ceux des protons $2d^{3/2}$ et $2d^{5/2}$. Les spins des composantes non résolues de ces groupes sont donc $3/2^+$ ou $5/2^+$. L'état $7/2^+$ identifié par Hinds (Hi 66) à 1.21 MeV d'énergie d'excitation ne semble pas contribuer à la distribution angulaire du groupe voisin situé à 1.14 MeV, qui ne manifeste aucune déformation par un transfert $l = 0$. Cet état ne représente en effet que 10% de l'intensité totale $(3s^{1/2})^{-1}$.

Le manque de résolution interdit l'utilisation de la règle de somme liée à chaque configuration à un trou pour distinguer entre les spins $3/2^+$ et $5/2^+$. Tout au plus peut-on, puisque seules les configurations $(2d^{3/2})^{-1}$ et $(2d^{5/2})^{-1}$ semblent intervenir dans les trois groupes à 1.14, 2.0 et 2.6 MeV, utiliser une règle de somme globale. La somme des intensités de tous les transferts $l=2$ est 2.1. On suppose, en faisant cette somme, que le nombre d'états $3/2^+$ et $5/2^+$ est sensiblement le même, et on prend la moyenne des intensités $3/2^+$ et $5/2^+$ des groupes à 1.14, 2.0 et 2.6 MeV, ce qui suffit pour une estimation.

La somme attendue est 1.6 d'après les valeurs expérimentales de la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ (I).

Toute l'intensité des configurations $(2d^{3/2})^{-1}$ et $(2d^{5/2})^{-1}$ est donc incluse dans ces états.

III - 4 . COMPARAISON DES REACTIONS $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$ et $^{206}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{205}\text{Tl}$

Une caractéristique commune des spectres d'excitation des noyaux ^{203}Tl et ^{205}Tl obtenus dans la réaction $(d, ^3\text{He})$ (figure 4 et I) est qu'aucune excitation appréciable n'est observée au-dessus de 3 MeV d'énergie d'excitation. Cela est d'autant plus surprenant que l'énergie disponible dans la réaction est élevée. La situation est d'ailleurs la même dans la réaction (t, α) à 13 MeV (Hi 66) où l'on pourrait évoquer le manque d'énergie des alphas sortants pour franchir la barrière coulombienne.

L'état à une particule le plus lié est observé dans la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ (I) où le niveau $7/2^+$ à 3.48 MeV d'énergie d'excitation ($E_B \sim -11.5$ MeV) représente 20% de l'intensité totale $(1g_{7/2}^+)^{-1}$.

Le fractionnement progressif des états à une particule au fur et à mesure que l'énergie de liaison croît devient donc très important dès 11 MeV d'énergie de liaison. La réaction $^{208}\text{Pb}(t, \alpha)^{207}\text{Tl}$ (Bar 70) faite à 20 MeV avec une résolution de 25 keV a mis en évidence, au delà de 3.5 MeV d'énergie d'excitation dans ^{207}Tl , un grand nombre de niveaux d'intensité très faible ne pouvant représenter chacun que quelques pour cent de l'intensité à une particule.

Des états beaucoup plus profonds ont été observés en réaction $(d, ^3\text{He})$ sur les noyaux de la couche 2s-1d (Ar 70, Ar 70 a) comme par exemple, des transferts $l = 1$ jusqu'à 22 MeV d'énergie de liaison dans la réaction $^{24}\text{Mg}(d, ^3\text{He})^{23}\text{Na}$.

Il faut tenir compte de la diminution des sections efficaces lorsque l'énergie de liaison de la particule piquée croît. L'absorption dans les voies optiques limite strictement à l'extérieur du noyau la zone participant à la section efficace. L'amplitude de transition est proportionnelle à l'amplitude de la fonction d'onde radiale de la particule transférée dans cette région, dont la décroissance est d'autant plus rapide que l'énergie de liaison est plus grande. Ainsi les sections efficaces calculées des transferts $(1g_{7/2}^+)^{-1}$ et $(1g_{9/2}^+)^{-1}$, respectivement à 3.5 MeV et 8 MeV (valeur estimée) d'énergie d'excitation, dans la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ à 80 MeV sont dans un rapport 3.

Cette réduction progressive de la section efficace est cependant beaucoup plus lente que l'effet observé, qui ressemble plutôt à une perte de signification de la notion de particule indépendante lorsque, dans les noyaux lourds, on s'intéresse à des états d'énergies de liaison supérieures à 10 MeV environ. Seules les particules énergétiquement proches de la surface de Fermi auraient alors un caractère d'indépendance et se manifesteraient dans les réactions de transfert d'un nucléon. Il n'en reste pas moins que le phénomène qui est responsable de l'absence d'observation d'états de plus de 11 MeV d'énergie de liaison reste obscur et constitue un point que de futures expériences devraient s'attacher à expliquer.

La comparaison des spectres d'excitation des deux réactions $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$ (figure 3 de la réf. I) et $^{206}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{205}\text{Tl}$ (figure 4) et des intensités à une particule expérimentales et théoriques (tableau 4 de la réf. I et tableau 2) montre la grande similitude des deux réactions.

Un rapide changement du spectre de particule indépendante est constaté au passage de la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ à la réaction $^{206}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{205}\text{Tl}$, dû à l'apparition d'une vibration quadrupolaire dans ^{206}Pb qui se couple aux trous de protons. Le spectre de ^{203}Tl de la réaction $^{204}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{203}\text{Tl}$ est qualitativement le même que celui de ^{205}Tl . Deux caractéristiques de ces spectres sont à noter : le partage relativement faible des intensités $l=0$ et $l=5$ comparé à une plus grande division des états $l=2$. Les sommes des intensités à une particule observées dans ^{207}Tl , ^{205}Tl et ^{203}Tl respectivement sont : 0.95, 0.65 et 0.70 pour $l=0$; 1.0, 0.8 et 0.7 pour $l=5$; et 1.6, 2.1 et 1.45 pour $l=2$. Ces chiffres montrent qu'une contribution d'un transfert différent à été incluse dans les intensités $l=2$, bien que la pureté des distributions angulaires ne l'ait pas laissé supposer (en particulier une composante $l=0$ qui a été

observée dans ^{205}Tl (Hi 66)).

De manière générale les intensités expérimentales sont en très bon accord avec les valeurs théoriques de Azziz et Covello (Az 69), démontrant ainsi la validité de ce modèle. En particulier, la structure de neutrons relativement compliquée des états fondamentaux de ^{204}Pb et ^{206}Pb n'introduit pas de mélange de configuration appréciable et n'intervient qu'à travers les modes de vibration, quadrupolaire principalement du coeur.

CHAPITRE IV

LA REACTION $^{209}\text{Bi} (d, ^3\text{He}) ^{208}\text{Pb}$.

IV - 1 . INTRODUCTION

=====

Les états de particule indépendante sont maintenant bien connus dans la région du plomb, au moins pour les états proches de la limite de Fermi. Les états 1 trou-1 particule en neutrons ont été étudiés ces dernières années d'une part par réactions de transfert et d'autre part par réaction (p,p') passant par les résonances isobariques analogues (Mo 67).

Jusqu'ici, peu d'expériences donnant accès aux états 1 trou-1 particule en protons ont été effectuées. La réaction $^{209}\text{Bi} (t, \alpha) ^{208}\text{Pb}$ a été étudiée à une énergie de tritons de 13 MeV (Bj 68) avec une résolution de 50 keV, mais l'identification des moments angulaires transférés est difficile. Cette identification est possible dans la réaction (d, ^3He) réalisée à une énergie incidente supérieure à 50 MeV, d'ailleurs nécessaire à cause du bilan énergétique voisin de zéro et de la barrière coulombienne élevée. La réaction $^{209}\text{Bi} (d, ^3\text{He}) ^{208}\text{Pb}$ a été réalisée à Berkeley (Cl 70) à 50 MeV et refaite à Orsay avec des deutons de 80 MeV. L'énergie incidente élevée est favorable pour deux raisons : on peut espérer atteindre le multiplet $[1h^{9/2}, (1g^{7/2})^{-1}]$ qui n'a pas été observé jusqu'ici, et d'autre part, la probabilité d'excitation d'états collectifs par des mécanismes en deux étapes est réduite.

Au premier ordre, l'intensité du transfert mesure directement l'amplitude 1 trou-1 particule de l'état excité. L'extraction de cette information peut être conduite de deux manières.

Premièrement, à l'aide des sections efficaces de transfert que donnent les calculs en ondes distordues. La comparaison de ces sections efficaces aux sections efficaces expérimentales donne, en principe de façon absolue, les facteurs spectroscopiques et par conséquent les amplitudes 1 trou-1 particule.

La deuxième méthode utilise le caractère doublement fermé de ^{208}Pb . Si l'on étudie les deux réactions $^{208}\text{Pb} (d, ^3\text{He}) ^{207}\text{Tl}$ et $^{209}\text{Bi} (d, ^3\text{He}) ^{208}\text{Pb}$ à la même énergie, le rapport des sections efficaces du transfert $(nlj)^{-1}$ aboutissant à un état pur à un trou dans la première réaction, et à un membre du multiplet $[1h^{9/2}, (nlj)^{-1}]$ dans la seconde, donne le facteur spectroscopique cherché :

$$S_{nlj} = (2j+1) \frac{\sigma [1h^{9/2}, (nlj)^{-1}]_J}{\sigma [(nlj)^{-1}]}$$

Ce procédé présente l'avantage d'être indépendant de tout modèle. Cependant les résultats n'ont de valeur que si les états observés dans la réaction $^{208}\text{Pb} (d, ^3\text{He}) ^{207}\text{Tl}$ sont de purs états de trou, et si l'addition d'une particule $1h^{9/2}$ au plomb 208 se fait sans polarisation du coeur.

Parmi les cinq états observés dans la réaction $^{208}\text{Pb} (d, ^3\text{He}) ^{207}\text{Tl}$, deux ne possèdent pas toute l'intensité à un trou. Ce sont les états à 1.67 et 3.48 MeV d'énergie d'excitation qui ne représentent respectivement que 70% et 20% des intensités $(2d^{5/2})^{-1}$ et $(1g^{7/2})^{-1}$ (Pa 69 et I). Les facteurs spectroscopiques de ces deux transferts dans la réaction $^{209}\text{Bi} (d, ^3\text{He}) ^{208}\text{Pb}$ sont donc surestimés par cette méthode.

De plus, une forte polarisation du coeur a lieu dans ^{209}Bi . Il n'est pas à priori

certain que le coeur ^{208}Pb puisse être considéré comme inerte dans le transfert du proton $1h^{9/2}$.

Seule cette seconde méthode est utilisée dans l'analyse de Mc Clatchie à Berkeley (Cl 70). Les arguments donnés ci-dessus permettent de penser que ces résultats sont en partie inexacts. Nous avons donc jugé utile d'exploiter par la DWBA les résultats de la même réaction réalisée à 80 MeV.

IV - 2 . RESULTATS ET DISCUSSION.

Un spectre type d' ^3He est présenté figure 7. La région d'énergies d'excitation supérieures à 6 MeV résulte d'une sommation sur cinq angles. Cela permet de mettre en évidence un groupe à 7.4 MeV d'énergie d'excitation qui n'avait pas été observé auparavant. L'interprétation de la présence de deux groupes d'états vers 4 et 5.5 MeV est facilitée par la comparaison avec un spectre de la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ (I). Les configurations suivantes sont ainsi attendues :

$[1h^{9/2}, (3s^{1/2})^{-1}]$, $[1h^{9/2}, (2d^{3/2})^{-1}]$, $[1h^{9/2}, (1h^{11/2})^{-1}]$ et $[1h^{9/2}, (2d^{5/2})^{-1}]$,

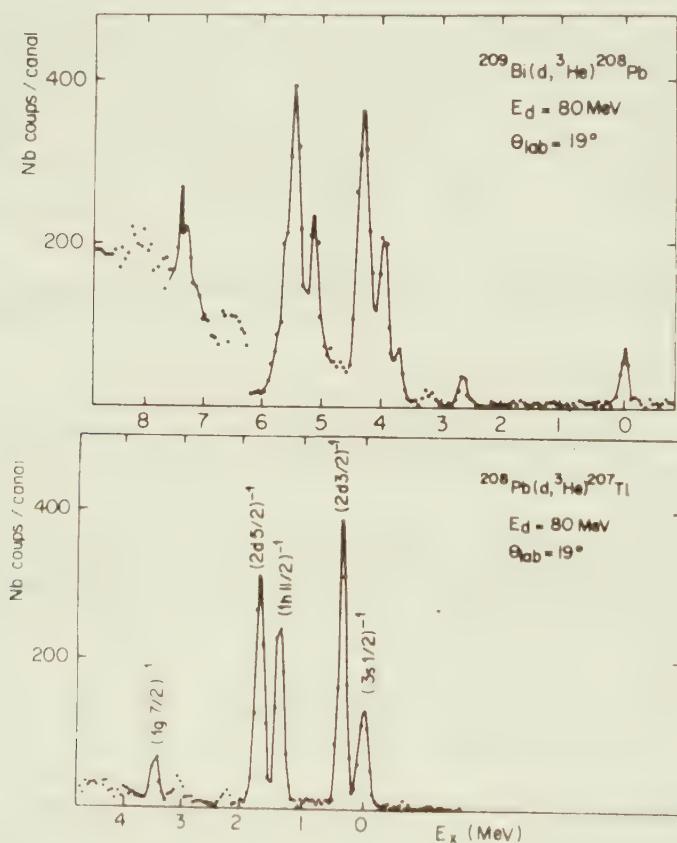


Figure 7
Spectre des ^3He des réactions $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$ et $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$. Leur position relative est calculée à partir des bilans énergétiques des deux réactions, de sorte que les déplacements en énergie des multiplets par rapport à leur énergie "non-perturbée" soit directement appréciable.

chacune donnant un multiplet d'états, tandis que la configuration $[1h^{9/2}, (1g^{7/2})^{-1}]$ serait attribuée au groupe à 7.4 MeV d'énergie d'excitation.

La résolution expérimentale de 120 à 150 keV ne permet malheureusement pas de résoudre toutes les composantes de chaque multiplet, et dans la plupart des cas les pics que nous considérons sont complexes. Les énergies d'excitation précises de la réaction $^{209}\text{Bi}(t,\alpha)^{208}\text{Pb}$ données par Bjerregaard (Bj68) ont été utilisées dans les décompositions des spectres.

Les distributions angulaires sont données sur la figure 8. Les courbes sont les sections efficaces calculées par la DWBA. Toutes les conditions de l'analyse sont celles données dans l'Appendice. Les facteurs spectroscopiques extraits par les deux méthodes précédentes sont présentés dans le tableau 3 où figurent également les résultats de la même réaction à 50 MeV (Cl 70) donnés à titre de comparaison.

L'accord aux deux énergies est satisfaisant pour les configurations $[1h^{9/2},(3s^{1/2})^{-1}]$ et $[1h^{9/2},(1h^{11/2})^{-1}]$. Le transfert vers l'état à 3.20 MeV (5^{-}) d'énergie d'excitation présente une distribution angulaire anormale, qui peut être interprétée comme un mélange de deux transferts $l=0$ et $l=2$. Une superposition $0.4(l=0) + 0.6(l=2)$ est donnée sur la figure 8 pour cet état.

Energie d'excitation (MeV)	Ce travail			50 MeV a)	
	nlj ⁻¹	C ² S (DWBA) ^{b)}	C ² S (²⁰⁸ Pb) ^{c)}	nlj ⁻¹	C ² S (²⁰⁸ Pb) ^{c)}
0	1h ^{9/2} ⁻¹	0.5*	--	--	--
2.62	2d ^{3/2} ⁻¹	0.12	0.19	2d ^{3/2} ⁻¹	0.18
3.20	3s ^{1/2} ⁻¹ +2d ^{3/2} ⁻¹	0.04+0.05	--	3s ^{1/2} ⁻¹	0.08
3.71	3s ^{1/2} ⁻¹	0.45	0.45	3s ^{1/2} ⁻¹	0.42
3.96	3s ^{1/2} ⁻¹	1.3	1.3	3s ^{1/2} ⁻¹	1.28
4.13	2d ^{3/2} ⁻¹	0.22	0.26	3s ^{1/2} ⁻¹ +2d ^{3/2} ⁻¹	0.04+0.70
4.26 + 4.38	2d ^{3/2} ⁻¹	1.55	1.85	3s ^{1/2} ⁻¹ +2d ^{3/2} ⁻¹	0.14+2.66
5.09 + 5.19	1h ^{11/2} ⁻¹	6.5	6.75	1h ^{11/2} ⁻¹	7.21
5.55 + 5.69	2d ^{5/2} ⁻¹	3.2	4.35	1h ^{11/2} ⁻¹ +2d ^{5/2} ⁻¹	1.41+4.91
7.4	1g ^{7/2} ⁻¹	0.4	2.2	--	--

- a) réf. Cl 70
- b) facteurs spectroscopiques extraits par la DWBA
- c) facteurs spectroscopiques extraits par comparaison aux sections efficaces $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})$
- * Voir texte

Tableau 3

Facteurs spectroscopiques de la réaction $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$

Les deux distributions angulaires $l=0$ de la figure 8 montrent que les deux états 4^{-} et 5^{-} du doublet $[1h^{9/2},(3s^{1/2})^{-1}]$ sont identifiés à 3.71 et 3.96 MeV d'énergie d'excitation.

L'intensité totale atteinte pour le transfert $(2d^{3/2})^{-1}$ vers le multiplet $[1h^{9/2},(2d^{3/2})^{-1}]$ n'est que 1.94, la valeur correspondante à 50 MeV étant 3.83. Cette différence est presque indépendante de la méthode utilisée pour extraire le facteur spectroscopique.

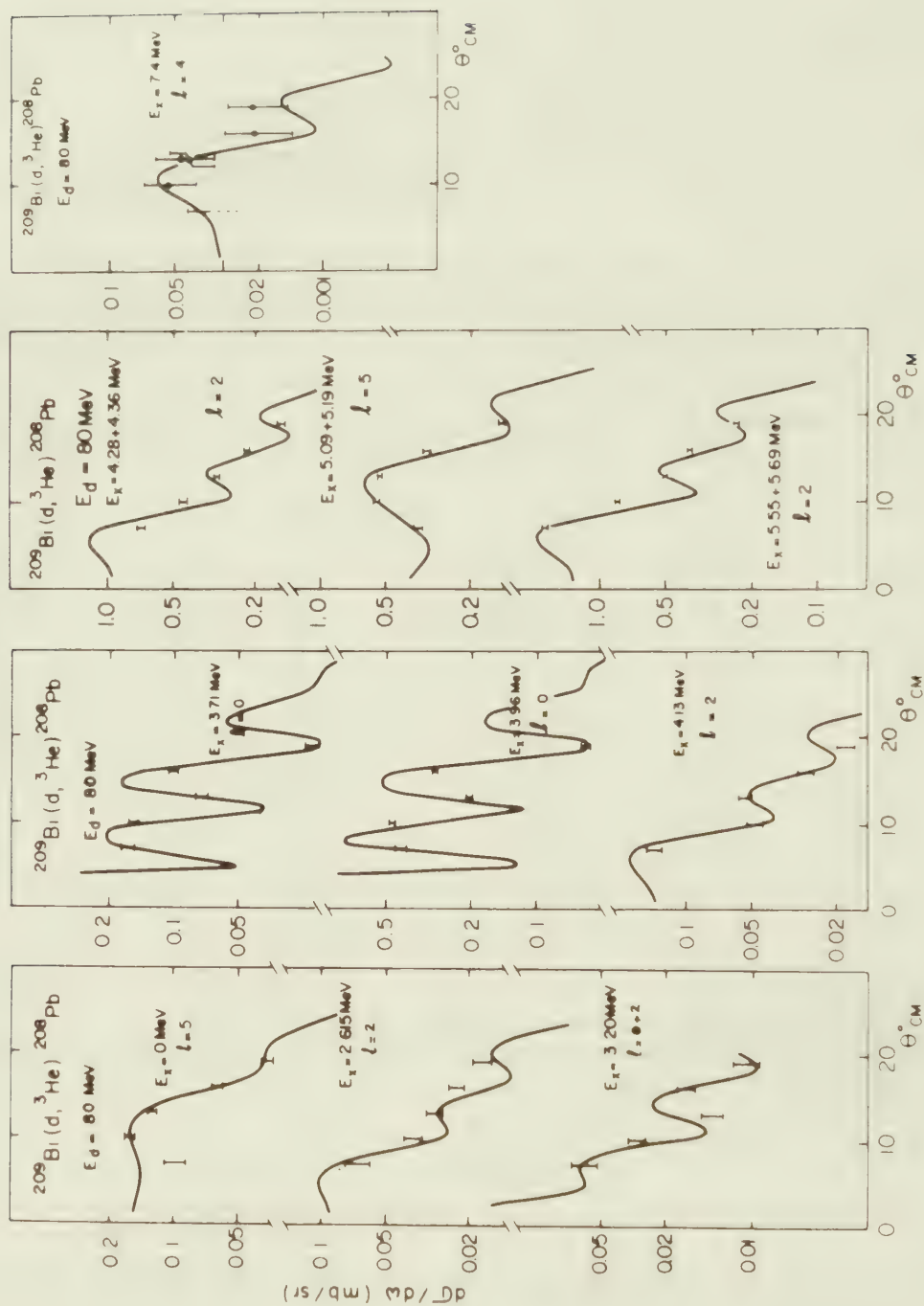


Figure 8 - Distributions angulaires des transferts observés dans la réaction $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$. Les courbes sont les sections efficaces calculées.

Comme prévu, l'intensité $(2d^{5/2})^{-1}$ est réduite de 25% lorsque les facteurs spectroscopiques sont extraits de l'analyse en ondes distordues. Les résultats aux deux énergies sont compatibles.

En dépit de la faible excitation du multiplet à 7.4 MeV d'énergie d'excitation, sa distribution angulaire a pu être obtenue. Ce pic est absent dans le spectre d'excitation mesuré à 7° lab., ce qui caractérise un moment angulaire transféré élevé. La figure 8 pour l'énergie d'excitation et la figure 9 pour la distribution angulaire sont des informations suffisantes pour attribuer à ce multiplet la configuration $[1h^{9/2}, (1g^{7/2})^{-1}]$.

Dans un modèle schématique à particules indépendantes, on peut calculer, par différence des énergies de séparation d'un proton dans ^{208}Pb et ^{209}Bi , ce que l'on peut appeler une énergie "non perturbée" de la configuration particule-trou. Si l'énergie d'excitation de 7.4 MeV est prise pour énergie moyenne du multiplet $[1h^{9/2}, (1g^{7/2})^{-1}]$, le déplacement dû à l'interaction résiduelle particule-trou est -300 keV. La même valeur est trouvée pour les autres multiplets (Cl 70). Cette coïncidence a comme origine, pensons-nous, l'hypothèse de particules indépendantes faite dans le calcul de l'énergie non perturbée. On verra au chapitre V que des différences d'énergie de même ordre doivent être attendues de la variation du champ moyen d'un noyau à l'autre. Ces mesures sont donc sans signification vis à vis de l'interaction particule-trou.

Il paraît important de discuter la valeur du facteur spectroscopique du transfert $(1h^{9/2})^{-1}$ vers l'état fondamental de ^{208}Pb . Cette valeur n'est que la moitié de l'intensité attendue. Plusieurs explications peuvent être avancées.

La première consiste à supposer que l'état fondamental de ^{209}Bi n'est pas un état pur à une particule. Il y a lieu, par exemple, de tenir compte de la contribution de la vibration du coeur.

La seule façon de coupler un état à une particule à la vibration octupolaire du coeur pour donner des états de parité négative est de former

$$| [1i^{13/2} \otimes 3^-] 1^- \rangle$$

où $1^- = \frac{7^-}{2} \dots \frac{19^-}{2}$. Il peut y avoir alors mélange entre une composante $\frac{9^-}{2}$ et l'état à un proton $1h^{9/2}$.

La preuve expérimentale d'un tel mélange a été donnée dans la réaction $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, d)^{209}\text{Bi}$ à $E_{^3\text{He}} = 20$ MeV (El 68, El 70) où la configuration pure $2f^{7/2}$ est partagée entre deux états situés à 0.89 et 4.40 MeV d'énergie d'excitation. Les spectres de deutons présentés dans ces références n'excluent pas une telle possibilité pour la configuration $1h^{9/2}$.

Un autre fait appuie cette hypothèse. Si l'état fondamental de ^{209}Bi contient une composante $| [1i^{13/2} \otimes 3^-]^{9/2-} \rangle$, le transfert $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$ conduisant à l'état de vibration octupolaire 3^- à 2.62 MeV d'énergie d'excitation dans ^{208}Pb doit montrer la présence d'un transfert $l=6$, superposé au transfert $l=2$ dû à la structure particulière particule-trou de cet état collectif. La distribution angulaire de ce transfert, présentée sur la figure 8, manifeste une décroissance plus lente que les autres distributions $l=2$ observées dans la région du plomb (l, fig 6 et fig 8). Ceci peut être considéré comme la présence d'une faible contribution d'un transfert de moment orbital élevé.

Ces arguments permettent donc de comprendre une diminution de l'intensité à une particule dans le transfert $(1h^{9/2})^{-1}$. Ils sont cependant basés sur l'hypothèse du couplage faible qui est le caractère dominant du spectre de ^{209}Bi , et ne peuvent expliquer qu'une petite partie de la réduction observée.

La seconde explication que l'on doit envisager est une inadaptation possible des paramètres du puits de potentiel utilisé pour engendrer le facteur de forme radial du proton $h^{9/2}$ transféré.

Ces paramètres (tableau 14) résultent d'un ajustement des énergies à une particule calculées aux énergies expérimentales (Ba 69) . Ils conviennent, on l'a vu, dans les calculs de sections efficaces des réactions conduisant aux états à un trou de proton de la couche $Z=50-82$ (chapitre III et réf.1) . La question posée est donc de savoir si ces paramètres conviennent également pour les protons de la couche inoccupée $Z=82-126$.

	V_0 MeV	R_0 fm	α_0 fm	$V_{s.o.}$ MeV	$R_{s.o.}$ fm	$\alpha_{s.o.}$ fm
Dost (Do 67)	58.0	1.25	0.63	4.82	1.25	0.63
Batty (Ba 69)	59.33	1.286	0.762	5.98	0.88	0.6
Wildenthal(Wi 67)	57.96	1.24	0.65	1.93	1.24	0.65

Tableau 4

Paramètres du puits de Saxon-Woods utilisé pour engendrer le facteur de forme radial du proton $1h^{9/2}$ dans les réactions du tableau 5 . Les profondeurs V_0 résultant d'un ajustement sur l'énergie de séparation expérimentale d'un proton dans ^{209}Bi .

Pour explorer cette question, plusieurs potentiels ont été utilisés . Ils sont donnés dans le tableau 4.

Le potentiel de Dost (Do 67) provient d'une analyse sur les énergies à une particule de neutrons et sur les sections efficaces de transfert d'un neutron . Nous en reparlerons au chapitre V . La raison de son emploi ici comme potentiel de proton peut trouver sa justification dans l'hypothèse souvent faite (résonances isobariques analogues et déplacements d'énergie coulombienne) que les fonctions d'onde de protons et de neutrons au-dessus du coeur $N = Z = 50$ sont identiques, aux effets coulombiens près (Suivant la réf. Pa 69 le potentiel spin-orbite a été diminué par rapport à la valeur utilisée en neutrons).

Le potentiel de Wildenthal (Wi 67) a été utilisé avec succès dans la réaction inverse $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},d)^{209}\text{Bi}$.

Nous avons également utilisé une fonction d'onde de proton $1h^{9/2}$ résultant d'un calcul de Hartree-Fock dans l'espace des coordonnées (Va 70, Va 70 a), avec une interaction nucléon-nucléon effective . Ce calcul sera présenté en détail au paragraphe V-6 . Les facteurs spectroscopiques obtenus sont regroupés sous le titre HF.SY dans le tableau 5.

Dans ce tableau sont données les valeurs des facteurs spectroscopiques résultant de l'utilisation de ces divers facteurs de forme pour les deux transferts inverses $1h^{9/2}$ et $(1h^{9/2})^{-1}$. Dans ces deux cas les valeurs, que l'on devrait obtenir égales, sont différentes et dans des rapports constants . Une erreur dans les déterminations des sections efficaces de l'un ou de l'autre est improbable, car elles sont chacune séparément en accord avec d'autres travaux semblables (Ba 68, Cl 70) .

Réaction	Transfert nlj	C^2S			
		Dost	Batty	HF.SY	Wildenthal
$^{208}\text{Pb}(^3\text{He},d)^{209}\text{Bi}^{\text{a)}}$	$1h^{9/2}$	0.35	0.75	1.0	
$^{209}\text{Bi}(d,^3\text{He})^{208}\text{Pb}$	$(1h^{9/2})^{-1}$	1.7	0.5	1.06	1.47

a) réf. Wi 67

Tableau 5

Facteurs spectroscopiques pour les transferts $1h^{9/2}$ et $(1h^{9/2})^{-1}$. Dans tous les cas les paramètres optiques d et ^3He sont ceux de l'appendice (tableau 13).

Il faut se rappeler ici qu'une forte polarisation du coeur ^{208}Pb a lieu en présence du proton $1h_{9/2}$. Dans ce cas, l'hypothèse faite dans la DWBA que le recouvrement des fonctions d'onde du noyau cible et du noyau résiduel est proportionnel à la fonction d'onde de la particule transférée, n'est plus justifiée.

L'effort des expérimentateurs a porté jusqu'à maintenant surtout sur la polarisation magnétique du coeur, qui est à l'origine du moment magnétique anormal lié au proton $1h_{9/2}$ (Ya 70, Na 70), et qui est généralement interprété par la non-saturation en spin du coeur ^{208}Pb (une seule couche remplie dans le doublet $1h_{11/2} - 1h_{9/2}$ (Bl 65)).

D'autres types de polarisation sont présents. Ainsi, Benenson (Be 70) a montré que l'excitation de l'état à une particule $1i_{13/2}$ à 1.61 MeV d'énergie d'excitation dans ^{209}Bi par diffusion (p, p') s'expliquait par une polarisation dans laquelle intervient un fort couplage au mode de vibration octupolaire de ^{208}Pb .

En l'absence de polarisation du coeur, la différence de densité de charge entre ^{209}Bi et ^{208}Pb devrait être la densité donnée par la fonction d'onde radiale d'un proton $1h_{9/2}$ dans le modèle en couches. Sick a montré à Stanford, par diffusion d'électrons, que cette différence de densité était plus extérieure que ne le prévoit le modèle en couches (Fl 70). Ce décalage est entièrement reproduit par le calcul de Hartree-Fock avec l'interaction de Skyrme (Va 70, Va 70 a, Fl 70) qui met en évidence la répercussion de la polarisation sur toutes les couches du coeur. Il faut noter que ce résultat est obtenu sans introduire de déformation du noyau, ce qui est normal pour reproduire un phénomène "moyenné" de diffusion élastique.

Si l'existence d'une polarisation du coeur enlève sa signification à l'extraction du facteur spectroscopique par la méthode DWBA, il est toutefois difficile d'admettre qu'elle soit responsable d'un effet aussi important et que les fonctions d'ondes totales des noyaux ^{208}Pb et ^{209}Bi aient perdu une grande partie de leur recouvrement.

Un autre argument montre qu'il ne convient pas de retenir cette explication : des facteurs spectroscopiques équivalents pour les transferts $1h_{9/2}$ et $1i_{13/2}$ sont observés dans la réaction $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, d)^{209}\text{Bi}$ (Wi 67, Ba 69) bien qu'aucune polarisation magnétique du coeur ne semble être associée au proton $1i_{13/2}$ dont le moment magnétique est normal (Ya 70).

Il faut alors revenir à l'explication d'un potentiel de particules indépendantes inadapté à la couche de protons $Z = 82-126$. Nous verrons cette question plus en détail au chapitre V.

IV - 3 . COMPARAISON DES REACTIONS $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ et $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$.

Les résultats précédents sont schématisés dans la partie supérieure de la figure 9, sur laquelle ont été portées en ordonnée les intensités spectroscopiques des transferts de la réaction $^{208}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$. Afin de permettre une comparaison significative, les résultats de Mc Clatchie (Cl 70) ont été corrigés des intensités expérimentales des transferts de la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ (voir l'introduction de ce chapitre), représentées dans la partie inférieure de la figure 9.

L'accord entre nos résultats à 80 MeV et ceux de Berkeley à 50 MeV (Cl 70) n'est satisfaisant que pour les transferts $(3s_{1/2})^{-1}$ et $(2d_{5/2})^{-1}$. La résolution en énergie expérimentale étant meilleure à 50 MeV, nous allons raisonner sur ces résultats pour les transferts $(3s_{1/2})^{-1}$, $(2d_{3/2})^{-1}$, $(2d_{5/2})^{-1}$ et $(1h_{11/2})^{-1}$. Il est en effet possible

qu'une partie non négligeable des intensités $(2d^{3/2})^{-1}$ et $(1h^{11/2})^{-1}$ nous ait échappé dans la région de 4.5 à 5 MeV d'énergie d'excitation.

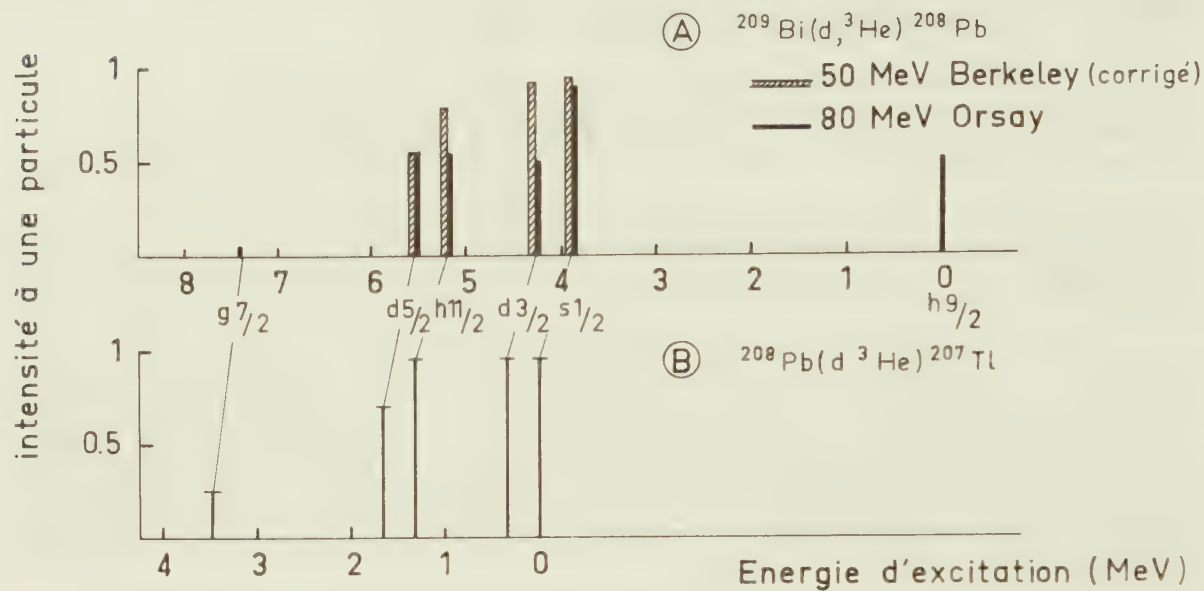


Figure 9 - Intensités à une particule. (A) réaction $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$ à 50 MeV (Cl 70) et 80 MeV. (B) réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$; résultats moyens des réfs Hi 66, Pa 69, Bar 70 et I.

Les valeurs correspondant à cette figure sont données dans le tableau 6 .

	$1h^{9/2}$	$3s^{1/2}$	$2d^{3/2}$	$1h^{11/2}$	$2d^{5/2}$	$1g^{7/2}$
$^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ a)		0.95	0.95	0.95	0.70	0.25
$^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$ 50MeV b)	-	0.95	0.90	0.79	0.57	-
80MeV	0.50	0.90	0.50	0.55	0.55	0.05

- a) valeurs moyennes des réfs Pa 69, Hi 66, Bar 70 et I
- b) valeurs de réf. Cl 70 corrigées des valeurs de la première ligne

Tableau 6

Intensités à une particule totales de chaque transfert dans les réactions $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ et $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$.

Les états à un trou $(2d^{5/2})^{-1}$ et $(1g^{7/2})^{-1}$ sont particulièrement atténués dans la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$. Hamamoto prévoit qualitativement un tel abaissement de l'intensité à une particule pour ces deux états dans un modèle de couplage faible (Ha 70). L'intensité $2d^{5/2}$ prévue est 0.75 , ce qui est en bon accord avec l'expérience,

mais les 25% restant doivent être reportés sur un seul niveau dont la configuration principale est $[(h^{11/2})^{-1} \otimes 3^{-}]^{5/2}_+ >$ et qui doit se situer à 4.8 MeV d'énergie d'excitation. Expérimentalement, aucune excitation aussi importante n'est observée tant à haute énergie ($(d, {}^3\text{He})$ à 80 MeV) qu'à basse énergie ((t, α) à 20 MeV). Dans ce dernier cas, comme nous l'avons déjà signalé au chapitre précédent, un grand nombre de niveaux très faiblement excités sont observés au-delà de 3.5 MeV d'énergie d'excitation dans ${}^{207}\text{Tl}$ (Bar 70). Aucun ne peut représenter cependant plus de 4% de l'intensité totale $(2d^{5/2})^{-1}$.

Dans le cas de la configuration $(1g^{7/2})^{-1}$, la réduction à 25% de la valeur totale dans l'état ${}^{7/2}_+$ à 3.48 MeV d'énergie d'excitation est trop importante pour pouvoir être prévue par une méthode de perturbation (Ha 70).

Le phénomène responsable d'une telle dispersion de l'intensité des configurations $(2d^{5/2})^{-1}$ et $(1g^{7/2})^{-1}$ n'est pas représenté correctement par le couplage faible.

Il faut remarquer que, des quatre noyaux impairs adjacents du plomb 208, seul ${}^{207}\text{Tl}$ présente un état individuel ayant une aussi faible intensité à une particule (voir par exemple les fig. 4 et 5 de la réf. St 69).

Dans la réaction ${}^{209}\text{Bi}(d, {}^3\text{He}){}^{208}\text{Pb}$ (partie supérieure de la fig. 9), les mêmes transferts $(1g^{7/2})^{-1}$ et $(2d^{5/2})^{-1}$ sont affectés d'une réduction supplémentaire d'intensité que ne subissent pas les transferts $(3s^{1/2})^{-1}$ et $(2d^{3/2})^{-1}$.

Nous avons pensé un moment mettre en cause, pour expliquer plus haut la faible valeur du facteur spectroscopique du transfert $(1h^{9/2})^{-1}$, le facteur de forme utilisé dans les calculs en ondes distordues qui ne peut se réduire, à cause de la polarisation du coeur, à une fonction d'onde individuelle d'un extra-proton. Dans le cas des transferts $(3s^{1/2})^{-1}$ à $(1g^{7/2})^{-1}$ dans la réaction ${}^{209}\text{Bi}(d, {}^3\text{He}){}^{208}\text{Pb}$, ce mécanisme ne joue plus et il est justifié d'utiliser des fonctions d'ondes individuelles comme facteurs de forme. Elles doivent normalement être calculées pour le noyau ${}^{209}\text{Bi}$, mais sont pratiquement identiques à celles calculées dans ${}^{208}\text{Pb}$ comme le montrent les calculs de Hartree-Fock de ces deux noyaux (Fl 70).

Si la réduction des intensités $(2d^{5/2})^{-1}$ et $(1g^{7/2})^{-1}$ observées dans la réaction ${}^{208}\text{Pb}(d, {}^3\text{He}){}^{207}\text{Tl}$ était due à une variation du potentiel de particules indépendantes avec l'état, des intensités du même ordre devraient être observées pour les mêmes transferts dans la réaction ${}^{209}\text{Bi}(d, {}^3\text{He}){}^{208}\text{Pb}$. Il n'en est pas ainsi et la comparaison quantitative montre même que l'effet est cumulé deux fois dans cette dernière réaction.

Cela suggère alors que deux phénomènes semblables et indépendants sont superposés dans les états particule-trou de ${}^{208}\text{Pb}$ pour la réduction des intensités à une particule :

- 1°) une interaction du trou avec le coeur, qui est responsable des réductions des intensités $(2d^{5/2})^{-1}$ et $(1g^{7/2})^{-1}$ observées dans la réaction ${}^{208}\text{Pb}(d, {}^3\text{He}){}^{207}\text{Tl}$. Cette interaction est plus complexe que le couplage faible, mais la vibration octupolaire 3^- du coeur ${}^{208}\text{Pb}$ doit continuer à y jouer le rôle prépondérant.
- 2°) une interaction du trou avec le coeur polarisé par le proton $1h^{9/2}$, d'apparence très semblable à la première.

La conclusion logique de ces considérations est qu'il existe une forte parenté entre l'état du coeur ${}^{208}\text{Pb}$ en présence d'un proton $h^{9/2}$ et le mode de vibration octupolaire de ${}^{208}\text{Pb}$ seul.

Une conclusion semblable est tirée par Benenson (Be 70) d'une analyse microscopique de la diffusion ${}^{209}\text{Bi}(p, p')$.

Notre raisonnement est cependant très fragile car il repose sur des valeurs de facteurs spectroscopiques mesurées avec peu de précision. D'autre part le mécanisme de la réduction des intensités $(2d^{5/2})^{-1}$ et surtout $(1g^{7/2})^{-1}$ reste à étudier. On ne peut donc que retenir une ressemblance des deux phénomènes quant à leur effet sur les intensités à une particule.

CHAPITRE V

ETATS A UNE PARTICULE, POTENTIELS MOYENS PHENOMENOLOGIQUES DANS LE PLOMB

V - 1 . INTRODUCTION

=====

Dans ce chapitre, nous abordons certains problèmes posés dans la détermination de potentiels nucléaires phénoménologiques dans le plomb. De nombreux potentiels ont été déterminés depuis longtemps pour rendre compte de diverses propriétés nucléaires : énergies de liaison à une particule, densités de charge déterminées par diffusions d'électrons etc... Les calculs de sections efficaces de réactions nucléaires par la méthode des ondes distordues utilisent des facteurs de forme calculés à partir de ces potentiels. Nous désirons ici examiner la cohérence de ces potentiels vis-à-vis des propriétés nucléaires qui n'ont pas servi à leur détermination, particulièrement à l'aide des résultats de réactions de transfert d'un nucléon autour de ^{208}Pb .

Une information importante extraite des réactions de transfert d'un nucléon est le facteur spectroscopique. La connaissance de cette quantité peut être intéressante à divers titres. Sa signification physique est un recouvrement ou une "parenté" entre deux états, ceux des systèmes initial et final. L'information spectroscopique réside dans les liens de ressemblance que l'on peut établir entre des systèmes nucléaires dans des configurations données. Si les systèmes initial et final sont bien connus et convenablement décrits, l'information expérimentale peut être utilisée pour tester les approximations faites dans le modèle de réaction nucléaire, ou encore pour déterminer certains paramètres utilisés dans les calculs.

Parmi ceux-ci figure la fonction d'onde de la particule transférée ou facteur de forme. La confiance que l'on accorde aux facteurs spectroscopiques finalement extraits dépend largement de la connaissance de cette fonction d'onde, et donc du potentiel statique dans lequel on la calcule.

Le plomb 208 est un noyau doublement magique dont on connaît expérimentalement, d'après les états excités des noyaux voisins, un grand nombre d'états à une particule (St 69). Les réactions $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$, $^{208}\text{Pb}(d, t)^{207}\text{Pb}$, $^{208}\text{Pb}(d, p)$ et $(\alpha, ^3\text{He})^{209}\text{Pb}$, $^{208}\text{Pb}(\alpha, t)^{209}\text{Bi}$ et les réactions inverses ont fourni un ensemble complet de résultats. La quantité d'informations expérimentales permet un test large, à la fois pour les protons et pour les neutrons, des potentiels phénoménologiques, en leur imposant d'engendrer des fonctions d'onde satisfaisantes pour les réactions précédentes.

Le plan du chapitre sera le suivant. On rappellera, dans le paragraphe V-2, comment intervient la fonction d'onde de particule indépendante dans les calculs en ondes distordues. Les quatre paragraphes suivants seront consacrés à une revue des calculs d'énergies de liaison individuelles dans les modèles à particules indépendantes. Les fonctions d'onde issues de ces modèles seront testées par rapport à certaines réactions de transfert d'un nucléon (V-7) et l'on mettra en évidence (V-7.3) l'incapacité d'un potentiel statique à reproduire les diverses données expérimentales pour les neutrons (sections efficaces de réaction, énergies individuelles et rayons). On verra (V-8) que l'introduction d'une masse effective supérieure à la masse libre en surface permet de résoudre cette contradiction mais crée un problème d'interprétation théorique.

V - 2 . FACTEUR DE FORME DANS LES CALCULS EN APPROXIMATION DES ===== ONDES DISTORDUES. =====

Le calcul de la section efficace des réactions de transfert fait intervenir l'intégrale de recouvrement des noyaux initial et final, qui s'écrit, dans le cas d'une réaction de pick-up

$$\langle \Psi_{A-1} | \Psi_A \rangle = \int \Psi_{A-1}^* (\xi) \Psi_A (\xi, \vec{r}) d\xi ,$$

ξ représentant les variables internes du noyau $A-1$ et $\vec{r}$ la position du nucléon transféré par rapport au centre de masse du coeur $A-1$.

L'intégrale peut être développée sur des états de moment angulaire défini (Sa 65) :

$$\langle \Psi_{A-1} | \Psi_A \rangle = \sum_{j\mu} \langle J_{A-1} j M_{A-1} \mu | J_A M_A \rangle \phi_{j\mu}(\vec{r})$$

Cette relation s'inverse pour donner

$$\Psi_A (\xi, \vec{r}) = \sum_{Jj\mu} \langle J j M \mu | J_A M_A \rangle \Psi_{A-1}^J (\xi) \phi_{j\mu}^J (\vec{r})$$

qui montre que plusieurs états finaux Ψ_{A-1}^J sont couplés à la fonction d'onde de la particule transférée pour donner Ψ_A .

Les composantes ϕ de l'intégrale de recouvrement satisfont à l'équation de Schrödinger (Ma 69)

$$(E_A - E_{A-1} - T - V_j) \phi_{j\mu} = W_{j\mu} (J_A, J_{A-1})$$

où T est l'énergie cinétique du nucléon transféré, V_j le potentiel moyen dû au coeur, et $W_{j\mu}$ un élément de matrice, pris entre les états $|A\rangle$ et $|A-1\rangle$, de l'interaction résiduelle à deux corps entre la particule transférée et les particules du coeur.

La forme détaillée de ce système d'équations couplées et de sa partie radiale a été donnée par Pinkston et Satchler (Pi 65) et des applications à des cas réels en ont été faites par Philpott, Pinkston et Satchler (Ph 68).

La situation est plus simple lorsque l'un des deux noyaux est doublement fermé. ϕ est interprétée comme une amplitude spectroscopique multipliée par une fonction d'onde à une particule correctement normalisée :

$$\phi_{jm}(\vec{r}) = \sqrt{S_{1j}} \Psi_{nljm}(\vec{r})$$

Dans les cas qui nous intéressent ici, où le noyau cible est bien fermé et où les réactions atteignent des états à une particule ou à un trou que l'on peut considérer comme purs, cette dernière approximation est bien justifiée.

La fonction d'onde Ψ est calculée dans un puits de potentiel dont la profondeur est ajustée pour que l'énergie de liaison soit égale à l'énergie de séparation. Cette contrainte est indépendante de tout modèle et assure une décroissance asymptotique correcte de la fonction d'onde. Cependant, bien qu'elle soit normée à l'unité, sa valeur dans la partie externe du noyau dépend fortement de la géométrie choisie pour le potentiel. C'est justement de la surface du noyau que proviennent les contributions les plus importantes à la section efficace calculée, La sensibilité des facteurs spectroscopiques à la géométrie du potentiel est donc grande.

Le potentiel central utilisé est assimilé, pour sa géométrie, à la partie réelle du potentiel optique déterminé sur la diffusion élastique de protons (ou de neutrons). Il est donc indépendant des états à une particule observés dans les noyaux adjacents du noyau cible. Nous allons voir, dans la suite, l'utilisation que l'on peut faire des potentiels rendant correctement compte d'un ensemble d'énergies à une particule.

V - 3 . ETATS A UNE PARTICULE DANS LES NOYAUX ADJACENTS DE ^{208}Pb .

=====

Ce sont principalement les réactions de transfert qui ont fourni les informations dont on dispose à l'heure actuelle sur les états à une particule dans la région du plomb. Ces renseignements peuvent être extraits de l'expérience lorsque l'on a défini les critères que doit satisfaire un spectre de particules indépendantes.

Dans un noyau doublement fermé comme ^{208}Pb , l'allure générale du spectre à une particule ou à un trou auquel on s'attend dans une réaction de transfert d'un nucléon doit être celle que prévoit le modèle en couches pur. A chaque sous-couche au-dessus de la surface de Fermi correspond un état à une particule dans les noyaux ^{209}Bi et ^{209}Pb , de même qu'à chaque sous-couche au-dessous de la surface correspond un état à un trou dans ^{207}Tl et ^{207}Pb . Les sections efficaces observées sont alors proportionnelles au nombre d'occupation de chaque sous-couche : $(2J + 1)$ pour les états de trou et 1 pour les états de particule. Remarquons qu'ici le partage de l'intensité à un proton et à un trou de neutron entre états analogue et anti-analogue est ignoré. Le fractionnement est faible puisque la réduction d'intensité prévue est proportionnelle à $(N - Z)^{-1}$.

La situation expérimentale actuelle est que, à l'exception de la couche de proton $Z = 126 - 184$ qui a été observée par résonance isobarique analogue (Wh 68), il n'y a aucune information sur les états de particule ou de trou deux couches au-dessus ou au-dessous de la surface de Fermi. Pour les deux couches de proton et les deux couches de neutron qui ont été vues de part et d'autre du cœur de ^{208}Pb , chaque état donne bien un niveau dans le noyau correspondant. Très peu d'anomalies par rapport au spectre pur de particules indépendantes sont observées. Citons seulement :

- la présence d'un état supplémentaire à 4.43 MeV d'énergie d'excitation dans le spectre de ^{209}Bi obtenu par la réaction $^{208}\text{Pb} (^3\text{He}, d) ^{209}\text{Bi}$. Récemment ce niveau a été décomposé en un doublet (El 70) dont les composantes à une particule principales seraient $3p_{1/2}$ et $2f_{7/2}$.

- l'existence de niveaux très faiblement excités dans les réactions de transfert d'un nucléon, qui sont dus au mélange des états à une particule avec des configurations faisant intervenir les modes collectifs 3^- , 5^- du cœur.

La mesure des intensités observées est d'interprétation plus difficile. En effet, dans l'hypothèse où les premiers états de chaque noyau sont des états purs à une particule, la méthode utilisée (DWBA) ne permet qu'une précision de $\pm 30\%$ sur les valeurs absolues des facteurs spectroscopiques. On ne peut donc provisoirement se fier qu'aux valeurs relatives des intensités à une particule, notées dans le tableau 7 pour celles qui s'écartent du nombre d'occupation de chaque couche.

	Energie de liaison MeV	Réduction de l'intensité à une particule	^{209}Bi ^{209}Pb ^{207}Tl ^{207}Pb		Réduction de l'intensité à une particule	Energie de liaison MeV	
Z=126							N = 184
Z=82							N = 126
		0.6					
	-0.47						
	-0.95						
	-2.16	0.9					
	-2.87						
	-3.77						
Z=50							N = 82

Tableau 7

Etats à une particule expérimentaux dans ^{208}Pb ,
 énergies de liaison et facteurs de réduction
 expérimentaux des intensités à une particule.

V - 4 . ENERGIES A UNE PARTICULE DANS ^{208}Pb .

L'ensemble d'états à une particule étant défini, il faut déterminer les énergies à une particule correspondantes.

Les réactions de transfert d'un nucléon déterminent des différences d'énergie totale que l'on ne peut relier aux énergies individuelles (énergies propres dans un potentiel statique ou self-consistent) que sous certaines hypothèses simplificatrices qui consistent à négliger les énergies de réarrangement et d'appariement devant l'espace des états.

V-4.1. Corrections de réarrangement

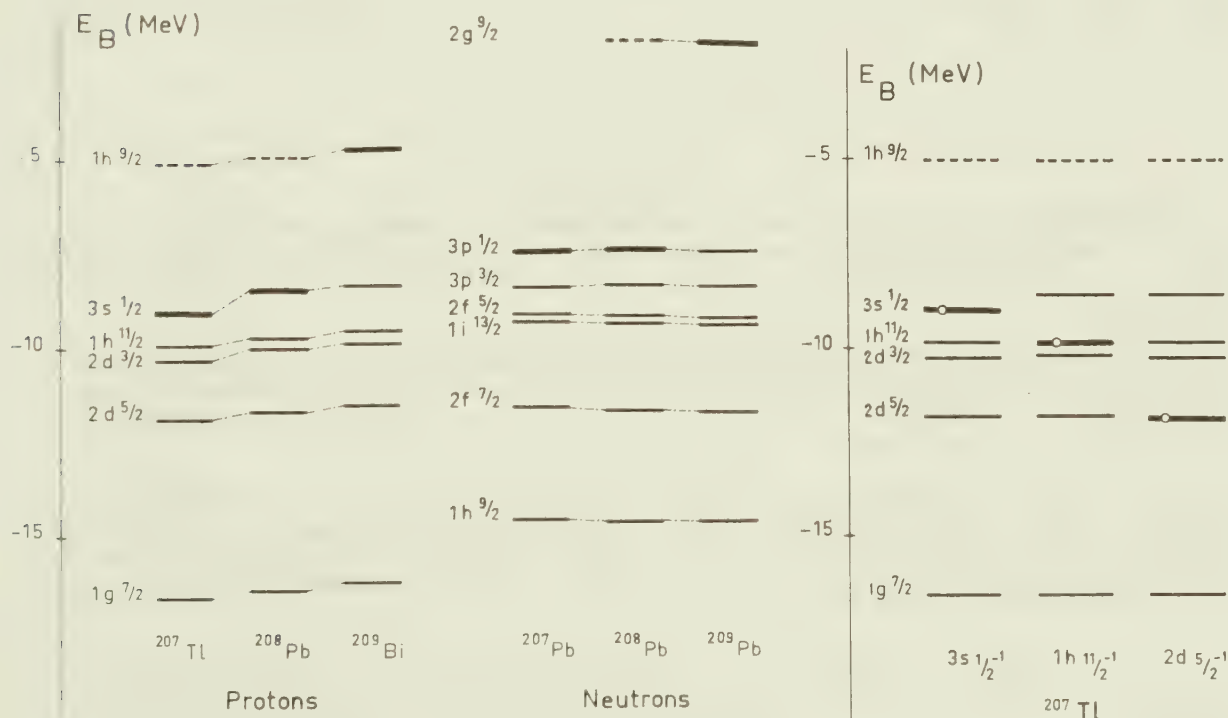
Les modifications du coeur ^{208}Pb induites par l'addition ou le retrait d'une particule se manifestent par une énergie de réarrangement que nous définirons ici comme la différence entre l'énergie de liaison expérimentale d'une particule (ou d'un trou) nlj dans le système coeur ± 1 particule, et l'énergie de liaison de cette particule dans le coeur. Cette seconde quantité est inaccessible à l'expérience mais apparaîtrait comme énergie propre dans le potentiel moyen du coeur, dans le cas idéal où un modèle à particules indépendantes tiendrait compte explicitement de toutes les interactions.

Ces différences d'énergie sont le résultat d'une variation du champ moyen que l'on peut croire régulière du fait du succès rencontré dans l'application du principe variationnel, et d'interactions résiduelles qui dépendent de la configuration étudiée.

Les énergies individuelles issues du modèle idéal évoqué plus haut n'étant pas disponibles, il n'est pas possible d'obtenir les valeurs des énergies de réarrangement.

Une estimation de l'importance de ces énergies peut cependant être faite en comparant, pour des noyaux voisins, les énergies individuelles obtenues dans un calcul variationnel.

Dans les régions de noyaux sphériques, comme celle du plomb, l'approximation de Hartree-Fock permet un calcul du champ moyen nucléaire. D'excellents résultats ont été obtenus récemment par Vautherin et Vénéroni (Va 70, Va 70 a) avec une interaction effective de type Skyrme (voir paragraphe V-6). Nous avons utilisé leur programme de calcul pour évaluer les effets de la variation du champ moyen en calculant, avec la même interaction (interaction SY du tableau 10) les noyaux ^{208}Pb , ^{207}Tl , ^{209}Bi , ^{207}Pb et ^{209}Pb .



Figures 10 et 11 - Energies des états individuels obtenues dans un calcul de Hartree-Fock-Skyrme (Va 70, Va 70 a) avec l'interaction SY (tableau 10) pour ^{208}Pb , ^{209}Bi , ^{209}Pb , ^{207}Pb , ^{207}Tl dans la configuration de leur état fondamental, et pour ^{207}Tl dans deux configurations excitées.

La figure 10 présente les états individuels obtenus dans ^{208}Pb et ses quatre noyaux voisins. Pour ^{207}Tl et ^{209}Bi , les états de proton sont seuls présentés, tandis que ce sont les états de neutrons pour ^{207}Pb et ^{209}Pb .

Prenons l'exemple des derniers états de protons occupés dans ^{208}Pb . Il s'agit d'accéder à l'énergie de liaison d'un proton $3s\frac{1}{2}$, dernière sous-couche occupée dans ^{208}Pb , par la connaissance de l'énergie de liaison de ^{207}Tl dans son état fondamental $(3s\frac{1}{2})^{-1}$. L'énergie de liaison d'un proton $3s\frac{1}{2}$ dans le système $^{207}\text{Tl}(3s\frac{1}{2})^{-1}$ est d'environ 600 keV supérieure à l'énergie de liaison de la même particule dans ^{208}Pb . Cette différence est un effet de la variation du champ moyen.

La figure 11 donne ensuite les états à une particule obtenus dans $^{207}\text{Tl}(1h\frac{11}{2})^{-1}$, $^{207}\text{Tl}(2d\frac{5}{2})^{-1}$. Ces valeurs doivent être comparées aux états $1h\frac{11}{2}$, $2d\frac{5}{2}$ de ^{208}Pb . Les résultats sont donnés dans le tableau 8.

		A	A *	$E_{nlj}^A - E_{nlj}^{A*}$ (keV)
(proton) $^{-1}$	^{208}Pb	$3s\frac{1}{2}$	$^{207}\text{Tl}(3s\frac{1}{2})^{-1}$	595
		$1h\frac{11}{2}$	$^{207}\text{Tl}(1h\frac{11}{2})^{-1}$	215
		$2d\frac{5}{2}$	$^{207}\text{Tl}(2d\frac{5}{2})^{-1}$	275
proton	^{208}Pb	$1h\frac{9}{2}$	$^{209}\text{Bi} \quad 1h\frac{9}{2}$	- 190
(neutron) $^{-1}$	^{208}Pb	$3p\frac{1}{2}$	$^{207}\text{Pb} (3p\frac{1}{2})^{-1}$	20
neutron	^{208}Pb	$2g\frac{9}{2}$	$^{209}\text{Pb} \quad 2g\frac{9}{2}$	50

Tableau 8

Evaluations des contributions aux énergies de réarrangement dues à la variation du champ moyen, d'après Hartree-Fock-Skyrme, par différence des énergies à une particule.

L'effet de la variation du champ moyen sur les énergies individuelles peut atteindre plusieurs centaines de keV pour les protons et reste négligeable pour les neutrons. Cette différence est probablement due à la variation du champ coulombien qui n'affecte que les protons.

L'effet de l'interaction résiduelle est indissociable expérimentalement des effets dus à la variation du champ moyen. Il faut cependant supposer que l'interaction supplémentaire entre la particule ou le trou et les particules du cœur est largement prise en compte dans la variation du champ moyen et que l'effet d'une interaction résiduelle additionnelle est négligeable.

Les valeurs du tableau 8 sont à prendre comme ordre de grandeur seulement. Meldner (Me 68) a calculé des énergies de réarrangement beaucoup plus importantes, de l'ordre de 1 MeV pour les protons et 300 keV pour les neutrons autour du plomb. Mais son calcul aboutit à des espacements entre états environ trois fois supérieurs aux espacements expérimentaux, ce qui peut expliquer l'importance de cet effet.

V-4.2. Corrections d'appariement

Un autre phénomène qui engendre des différences entre le spectre d'énergies de liaison des modèles à particules indépendantes et le spectre d'énergies expérimentales est l'interaction résiduelle d'appariement. L'évaluation de cet effet a été faite par Meldner (Me 65) comme suit :

Les énergies d'excitation de quasiparticule sont données, en fonction du gap en énergie Δ et des énergies d'excitation de particule ($E_k - \lambda$) par

$$|q_k| = \left[(E_k - \lambda)^2 + \Delta^2 \right]^{1/2} - \Delta$$

où λ est le potentiel chimique.

Le rapport des espacements des états à une particule aux espacements expérimentaux est

$$\begin{aligned} \frac{E_k - \lambda}{|q_k|} &= \left(1 + \frac{2\Delta}{|q_k|} \right)^{1/2} \\ &= \left(\frac{1 + 2u_k v_k}{1 - 2u_k v_k} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

A l'aide de cette formule, Meldner (Me 65) a calculé les corrections qu'il y a lieu d'apporter au spectre de particules indépendantes de ^{209}Pb .

Le résultat est une compression du spectre due à l'appariement, que l'on peut caractériser par le rapport des espacements entre couches extrêmes du spectre de particules indépendantes et du spectre corrigé par les interactions résiduelles d'appariement

$$\delta_{\text{pair.}} = \frac{E_{\text{pair.}} - E'_{\text{pair.}}}{E_{\text{p.i}} - E'_{\text{p.i}}}$$

La compression trouvée par Meldner entre les couches extrêmes de neutrons $2g^{3/2}$ et $4s^{1/2}$ dans ^{209}Pb est $\delta_{\text{pair}} = 0.79$ pour $\Delta = 0.9$ MeV et $\delta_{\text{pair}} = 0.74$ pour $\Delta = 0.6$ MeV.

Beiner (Be 69) obtient des valeurs de Δ bien inférieures ($\Delta \sim 0.4$ MeV) et plus compatibles avec les valeurs des différences de masse pair-impair observées dans le voisinage du plomb. Les compressions résultantes sont :

neutrons	^{209}Pb	$\left[2g^{3/2}, 2g^{7/2} \right]$	$\delta_{\text{pair}} = 0.98$
	^{207}Pb	$\left[3p^{1/2}, 2f^{7/2} \right]$	0.93
protons	^{209}Bi	$\left[1h^{3/2}, 3p^{3/2} \right]$	0.96
	^{207}Tl	$\left[3s^{1/2}, 2d^{5/2} \right]$	0.85

Ces compressions sont donc beaucoup moins importantes que celles de Meldner.

Il est bien rare, dans la pratique, que l'on tienne compte de ces corrections

(réarrangement et appariement) dans l'interprétation des spectres donnés par les modèles à particules indépendantes. Certains auteurs, et en particulier Meldner (Me 65 et Me 68) ont toutefois critiqué l'attitude qui consiste à considérer les énergies à une particule expérimentales comme des quantités qu'il faut reproduire fidèlement par des modèles simples comme les modèles à particules indépendantes. Nous pensons que s'il faut interpréter leur résultats avec circonspection, l'ordre de grandeur des corrections qui accompagnent le passage des énergies expérimentales aux énergies individuelles est suffisamment faible pour qu'un sens soit accordé au calcul des énergies à une particule dans un potentiel statique.

V - 5 . POTENTIELS STATIQUES DERIVES DES ENERGIES A UNE PARTICULE =====

DANS ^{208}Pb .

=====

Les vingt quatre énergies à une particule expérimentales connues dans le plomb (tableau 7) constituent un ensemble de données dont on ne retrouve l'équivalent dans aucune autre région de la table des noyaux. Depuis longtemps on a cherché à réaliser des paramétrisations de potentiels statiques dans lesquels les énergies de liaison calculées reproduisent correctement les énergies expérimentales.

Un des premiers travaux de ce genre est celui de Blomqvist et Wahlborn (Bl 59). Il a été suivi de nombreux autres parmi lesquels ceux de Dost, Hering et Smith (Do 67), Rost (Ro 68), Batty et Greenlees (Ba 69) que nous allons passer en revue.

Le choix de la forme du potentiel et de sa paramétrisation est commun à tous ces travaux. Le potentiel est sphérique, avec une dépendance radiale de type Saxon-Woods pour la partie centrale et dérivée de Saxon-Woods pour la partie spin-orbite :

$$V(r) = -V_0 f_i(r) - V_{S.O.} \left(\frac{\hbar}{m \pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_j(r) \vec{l} \cdot \vec{\sigma} + V_c(r)$$

avec

$$f_i(r) = \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_i}{\alpha_i} \right) \right]^{-1}$$

$$R_i = R_{oi} A^{1/3}$$

Le potentiel coulombien est celui d'une sphère uniformément chargée

$$V_c(r) = 0 \text{ pour les neutrons}$$

$$V_c(r) = \begin{cases} Ze^2 (3-r^2/R_c^2) / 2 R_c & r \leq R_c \\ Ze^2 / r & r > R_c \end{cases}$$

$$R_c = R_{co} A^{1/3}$$

Le potentiel est donc déterminé par les valeurs de 7 paramètres : deux profondeurs, rayons et diffusivités, auxquels s'ajoute le rayon coulombien dont l'influence est minime et qui est en général fixé aux alentours de 1,3 fm.

Ces paramètres sont ajustés afin que les énergies de liaison calculées soient proches des valeurs expérimentales. Pratiquement, des 24 énergies du tableau 7 sont seules conservées : celles des états dont l'intensité à une particule dépasse 60% de l'intensité maximale.

La qualité du résultat est caractérisée par la quantité

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i \left(E(i) - E^0(i) \right)^2$$

où N est le nombre de sous-couches nlj prises en considération, E et E⁰ les énergies calculée et expérimentale pour l'état i = (nlj)

L'analyse de Dost (Do 67) a pour but de reproduire à la fois les énergies de neutrons (couches N = 82 - 126 et N = 126-184) et les sections efficaces mesurées dans la réaction de stripping sous-coulombien ²⁰⁸Pb (d,p) ²⁰⁹Pb à E_d = 8 MeV. Les analyses de Rost et de Batty (Ro 68 et Ba 69) ne visent qu'à reproduire les énergies de liaison, à la fois en proton et en neutron.

Le tableau 9 donne les valeurs des paramètres obtenus.

On constate, d'après les valeurs de χ^2 de ce tableau et d'après la figure 12, sur laquelle sont portées les énergies de liaison des états de neutrons,

		V _o (MeV)	R _o (fm)	α _o (fm)	V _{S.O.} (MeV)	R _{S.O.} (fm)	α _{S.O.} (fm)	R _{co} (fm)	<r ² > ^{1/2} (fm)	(χ ²) ^{1/2} (MeV)
neutrons	Dost ^{a)}	46.01	1.248	0.633	7.069	géométrie centrale		-	5.68	0.62
	Rost ^{b)}	40.6	1.347	0.7	7.085	1.28	0.7	-	6.06	0.22
	Batty ^{c)}	39.17	1.377	0.75	7.00	0.96	0.6	-	6.16	0.11
protons	Rost ^{b)}	58.7	1.275	0.7	5.789	0.932	0.7	1.275	5.49	0.18
	Batty ^{c)}	59.21	1.286	0.762	5.97	0.88	0.6	1.2	5.50	0.12

Références : ^{a)} Do 67 , ^{b)} Ro 68 , ^{c)} Ba 69

Tableau 9

Valeurs des paramètres et rayons quadratiques moyens de potentiels recherchés pour décrire les énergies à une particule dans ²⁰⁸Pb.

que le potentiel de Dost ne reproduit pas les énergies expérimentales de façon aussi satisfaisante que les potentiels de Rost et de Batty. Ce résultat est normal, si le nombre de contraintes auquel est soumis le potentiel de Dost (énergies de liaison + sections efficaces (d,p)) est plus grand que celui des potentiels de Rost et de Batty (énergies de liaison seules).

Nous avons également porté sur la figure 12 les résultats d'un potentiel déterminé par Beiner (Be 69). Comme il s'agit d'une paramétrisation différente de celle décrite ci-dessus, nous ne ferons, dans le reste du chapitre que mentionner les résultats obtenus sans développer de comparaison trop quantitative. Disons seulement qu'il s'agit d'une forme de Saxon-Woods modifié (dissymétrie de la surface) comportant 9 paramètres qui sont ajustés pour reproduire les rayons de charge expérimentaux, les énergies de séparation de protons et de neutrons, la séquence des états à une particule sur une large gamme de noyaux sphériques allant de ¹⁶O à ²⁰⁹Bi.

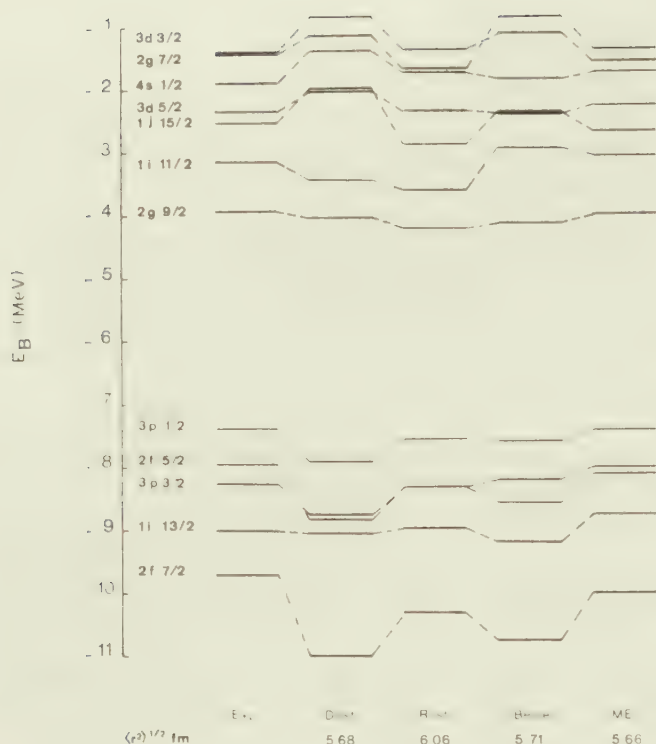


Figure 12

Energies des états individuels de neutrons obtenues avec divers potentiels phénoménologiques comparées aux énergies expérimentales. Le potentiel de Batty (tableau 8) donne une séquence de niveaux semblable à celle du potentiel ME (tableau 12), mais avec $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 6.16$ fm.

Une confrontation générale sera faite au paragraphe V-7 dans lequel un ensemble de données expérimentales plus large que les énergies à une particule servira de base de comparaison.

V - 6 . UN CALCUL DE HARTREE-FOCK DANS L'ESPACE DES COORDONNEES =====

POUR ^{208}Pb .

=====

Depuis longtemps, de très nombreux calculs de Hartree-Fock ont été effectués dans les régions des noyaux sphériques, mais la base de l'oscillateur harmonique sur laquelle étaient développées les fonctions d'onde n'assurait pas à ces dernières un comportement correct à l'extérieur du noyau.

Récemment, des calculs de Hartree-Fock dans l'espace des coordonnées ont été faits et les fonctions d'onde individuelles qu'ils fournissent peuvent être utilisées dans le calcul de réactions nucléaires.

Vautherin et Vénéroni (Va 67, Va 68) ont proposé de résoudre le système d'équations intégral-différentielles de Hartree-Fock dans la représentation d'espace en remplaçant le potentiel H.F. non-local par un potentiel local équivalent dépendant de l'état.

Plus récemment, des résultats ont été obtenus avec une interaction de Skyrme (Va 70, Va 70 a), et nous avons essayé d'appliquer les fonctions d'onde individuelles résultantes dans les calculs de réactions.

L'interaction de Skyrme est la somme d'interactions à deux corps et à trois corps (Va 70 a)

$$V = \sum_{i < j} v_{ij} + \sum_{i < j < k} v_{ijk}^{(3)}$$

$$\langle \vec{k} \mid v \mid \vec{k}' \rangle = t_0 (1 + x_0 . P_\sigma) + \frac{1}{2} t_1 (k^2 + k'^2) + t_2 \vec{k} . \vec{k}' + i W_0 (\sigma_1 + \sigma_2) \vec{k} \times \vec{k}'$$

où $\vec{k}$ et $\vec{k}'$ sont les vecteurs d'onde relatifs des deux nucléons, P_σ l'opérateur d'échange de spin et σ les matrices de Pauli.

Le terme à trois corps est une interaction de portée nulle :

$$v_{ijk}^{(3)} = t_3 \delta (r_i - r_j) \delta (r_i - r_k)$$

Les six paramètres t_0 , t_1 , t_2 , t_3 , x_0 et W_0 sont choisis pour donner des valeurs correctes de l'énergie de liaison par nucléon, de la densité, du moment de Fermi et de la compressibilité (bien que cette quantité soit mal connue expérimentalement) dans la matière nucléaire.

Nous avons utilisé deux ensembles de ces paramètres, donnés dans le tableau 10 et dénommés SX et SY . Ces deux ensembles donnent des rayons de charge dans ^{208}Pb qui encadrent le rayon de charge expérimental .

	t_0 MeV.fm ³	t_1 MeV.fm ⁵	t_2 MeV.fm ⁵	t_3 MeV.fm ⁶	x_0	W_0 MeV.fm ⁵
SX	-1077.58	310.28	-77.88	12 899.2	0.5	105
SY	-1169.95	585.56	-27.15	9 331.12	0.3	105

Tableau 10

Paramètres de l'interaction de Skyrme utilisés dans les calculs

Ce sont principalement les fonctions d'ondes individuelles issues de ces calculs qui nous intéresseront ici. Elles ont une décroissance en e^{-kr} avec

$$k^2 = 2m E_j / \hbar^2$$

où E_j est l'énergie individuelle de la couche considérée. Dans les calculs H.F. cette énergie est en général différente de l'énergie de séparation qui est une différence de masses expérimentales. Les énergies de réarrangement et d'appariement ont été estimées plus haut, et sont suffisamment faibles pour qu'un bon accord entre les énergies H.F. et les énergies expérimentales soit requis. Cet accord n'est pas obtenu et la comparaison de fonctions d'onde ayant des comportements asymptotiques différents est délicate.

V - 7 . AUTRES PREVISIONS DE CES MODELES, COMPARAISON AVEC
===== L'EXPERIENCE.
=====

L'intérêt de la connaissance d'un potentiel moyen phénoménologique réside dans l'utilisation des fonctions d'onde de particule indépendante pour les calculs de structure nucléaire : éléments de matrice de transition base de fonctions d'onde

orthogonales ... Il faut donc chercher à vérifier directement ou indirectement la bonne forme des fonctions d'onde.

Nous allons examiner, dans ce paragraphe, quelles sont les quantités mesurables expérimentalement, qui permettent un test des fonctions d'onde et finalement dresser un tableau comparatif de la situation des potentiels phénoménologiques vis-à-vis de la prévision de ces quantités dans ^{208}Pb .

V-7.1. Densités de protons et de neutrons, rayons quadratiques moyens.

Les densités de protons, de neutrons et de matière, et leurs rayons quadratiques moyens sont calculés à partir des fonctions d'onde individuelles

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{nlj} (2j+1) |u_{nlj}(r)|^2$$

$$\langle r^2 \rangle = \frac{4\pi}{A} \int_0^\infty \rho(r) r^4 dr$$

Elles sont accessibles à l'expérience par la diffusion d'électrons, l'étude spectroscopique des atomes mésiques et muoniques, les différences d'énergie coulombienne entre membres d'un même multiplet de spin isobarique.

La mesure précise de l'énergie des rayonnements X émis lors de la désexcitation des atomes muoniques donne le rayon quadratique moyen de la distribution de charge du noyau. Pour ^{208}Pb la valeur la plus précise connue actuellement est due à Anderson et al (An 69) :

$$\langle r^2 \rangle_{\text{charge}}^{1/2} = (5.4978 \pm 0.0030) \text{ fm}$$

Pour passer de cette valeur au rayon de la distribution de proton, il faut corriger du rayon quadratique moyen de la distribution de charge du proton

$$\langle r^2 \rangle_p = \langle r^2 \rangle_{\text{charge}} - \langle r^2 \rangle_{\text{proton}}$$

Une valeur couramment admise est

$$\langle r^2 \rangle_{\text{proton}}^{1/2} = (0.80 \pm 0.02) \text{ fm}$$

Le rayon de la distribution de proton devient donc

$$\langle r^2 \rangle_p^{1/2} = (5.439 \pm 0.006) \text{ fm}$$

Cette valeur est en accord avec les déterminations faites par la diffusion d'électrons de basse énergie.

La diffusion d'électrons de haute énergie est plus sensible, quant à elle, à la structure nucléaire, particulièrement en surface, et donne le rayon de la distribution de charge en son point de plus grande pente (Be 68). Elle permet de plus, par diffusion à grand transfert de moment, de préciser de manière plus fine la forme de la distribution de charge. Hofstadter et son groupe ont montré récemment (He 69) qu'une oscillation de densité de 2 fm de période environ, ajoutée à la distribution de densité calculée à bas transfert de moment, était capable de reproduire la distribution angulaire d'électrons de 502 MeV sur ^{208}Pb .

Les modèles phénoménologiques dont nous avons parlé plus haut sont trop grossiers pour qu'on leur demande de reproduire de tels détails. Les potentiels du tableau 9 donnent toujours un bon accord avec la diffusion d'électrons à bas transfert de moment, et cela est peu significatif.

Les rayons quadratiques moyens de la distribution de protons, donnés dans le tableau 9, sont très peu différents entre eux, mais légèrement supérieurs à la valeur expérimentale ci-dessus. Cette différence est sans signification pour ce qui nous intéresse ici.

La densité de matière et la densité de neutrons ne peuvent être atteintes que dans des expériences mettant en jeu les interactions fortes (diffusion de protons, de particules α etc...) Les résultats sont de ce fait imprécis et dépendent des modèles utilisés.

Tatischeff et Brissaud (Ta 70) ont analysé la diffusion élastique de particules α de 166 MeV sur une large gamme de noyaux en construisant un potentiel optique qui fait intervenir une interaction nucléon- α phénoménologique et des distributions de matière de type Fermi, modèle en couches et Hartree-Fock. L'ajustement des distributions angulaires élastiques conduit à fixer le rayon de la distribution de matière. Le rayon de charge étant connu ils aboutissent à

$$\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2} = 0.2 \pm 0.1 \text{ fm.}$$

Nolen, Schiffer et Williams ont proposé (No 68) une méthode permettant de calculer le rayon de la distribution de neutron à partir du rayon de la distribution de proton et de l'énergie de l'état isobarique analogue.

L'état isobarique analogue $|\Psi_A\rangle$ d'un noyau Z^A est obtenu en appliquant l'opérateur T_- à l'état fondamental du noyau $(Z-1)^A$. Si $|\Psi\rangle$ est le déterminant de Slater décrivant l'état fondamental du noyau $(Z-1)^A$, $T_-|\Phi\rangle$ est une somme cohérente sur tous les états de neutrons inoccupés en protons.

La différence d'énergie entre l'état isobarique analogue et l'état parent est alors l'énergie coulombienne du proton ayant la distribution de densité de l'excès de neutrons :

$$\begin{aligned} \Delta E_c &= \frac{\langle \Phi | T_+ H T_- | \Phi \rangle}{\langle \Phi | T_+ T_- | \Phi \rangle} - \langle \Phi | H | \Phi \rangle \\ &= \frac{\langle \Phi | T_+ [H, T_-] | \Phi \rangle}{\langle \Phi | T_+ T_- | \Phi \rangle} \end{aligned}$$

En séparant, dans l'hamiltonien H les parties nucléaire et coulombienne

$$[H, T_-] = [H_N, T_-] + [H_C, T_-]$$

le premier terme est nul dans l'hypothèse de l'indépendance de charge des forces nucléaires. Il reste

$$\Delta E_c = \frac{\langle \Phi | T_+ [H_C, T_-] | \Phi \rangle}{\langle \Phi | T_+ T_- | \Phi \rangle}$$

Si les fonctions d'onde de proton et de neutron sont supposées les mêmes, il vient :

$$\Delta E_c = \frac{4\pi}{N-Z} \int_0^\infty [\rho_n(r) - \rho_p(r)] V_c(r) r^2 dr$$

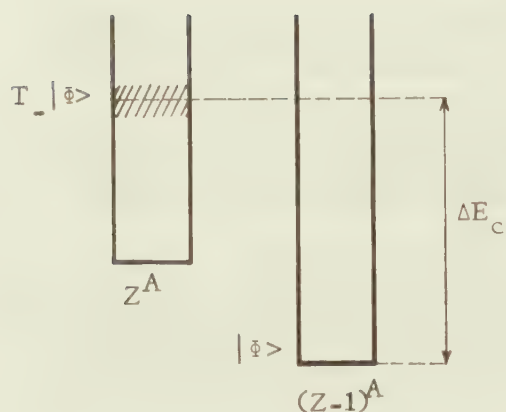


Figure 13 - Etat isobarique analogue et état parent.

ρ_n et ρ_p étant les distributions de densité de neutrons et de protons, et

$$V_c(r) = \int \rho_p(r') \frac{e^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}'$$

le potentiel moyen dû au cœur de protons.

Les corrections à apporter à l'énergie ainsi calculée ont été classées en détail par Hüfner et Weidenmüller (Hü 70). La plus importante est le terme d'échange évalué à -3.5% par Nolen (No 68) mais probablement surestimé (No 69, No 69 a).

La détermination du rayon quadratique moyen de la distribution de neutrons nécessite une hypothèse sur la forme de celle-ci. Dans le cœur, la distribution de neutrons est prise identique à celle de protons. Pour l'excès de neutrons, deux modèles ont été adoptés. Nolen (No 69) considère une distribution donnée par le modèle en couches, à partir des fonctions d'onde calculées dans un potentiel de

Saxon-Woods et obtient :

$$\langle r^2 \rangle_n = (5.65 \pm 0.15) \text{ fm.}$$

Bethe prend une distribution de Fermi pour l'excès de neutrons (Be 68 a) et trouve un rayon à demi-densité de neutron inférieur de 0,2 fm à celui de proton.

Même s'ils manquent de précision, les résultats de Tatischeff et Brissaud d'une part, de Nolen et de Bethe d'autre part donnent donc des rayons quadratiques moyens de la densité de neutrons très inférieurs aux valeurs résultant des potentiels de Rost et de Batty (Tableau 9).

Nous allons voir que l'utilisation des fonctions d'ondes individuelles dans les calculs de sections efficaces de réactions conduit au même résultat.

V-7.2. Fonctions d'onde individuelles et réactions de transfert d'un nucléon.

Un test direct des fonctions d'onde individuelles est constitué, nous l'avons vu, par les réactions de transfert d'un nucléon. L'amplitude de transition est proportionnelle à l'amplitude de la fonction d'onde de la particule transférée. Celle-ci est donc testée à travers le facteur spectroscopique réduit ($\frac{S_{lj}}{2j+1}$ pour le pick-up et S_{lj} pour le stripping) qui doit être égal à l'unité pour les états de particule et de trou purs que nous considérons.

Parmi les réactions de transfert d'un nucléon qui prennent le noyau ^{208}Pb comme noyau initial ou comme noyau résiduel, nous allons examiner les suivantes : $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$ faite à 50 MeV et 80 MeV (Pa 69 et I) , $^{208}\text{Pb}(d,t)^{207}\text{Pb}$ à 50 MeV et $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$ à 80 MeV (chapitre IV) . La première et la dernière concernent les transferts d'un proton, la troisième le transfert d'un neutron. On peut se limiter, dans cette étude aux transferts vers les états fondamentaux des noyaux résiduels, les transferts vers les états excités ne modifiant pas les conclusions.

Il manque dans cette analyse une réaction de stripping de neutron sur ^{208}Pb . Nous ne l'avons pas examinée car le potentiel de Dost (Do 67) est en partie déterminé sur les sections efficaces de la réaction $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$.

Dans le cas des potentiels statiques du paragraphe V-5, les fonctions d'onde radiales (facteur de forme) sont calculées par le programme DWBA en utilisant la géométrie centrale et spin-orbite, et la profondeur spin orbite du tableau 9. La profondeur du puits est alors ajustée pour que l'énergie de séparation de la particule transférée soit exactement reproduite. Ce procédé conduit à quelques petites différences sur les valeurs des profondeurs par rapport à celles du tableau 9. Elles sont négligeables pour ce qui nous intéresse.

Dans le cas de l'utilisation des calculs de Hartree-Fock, la fonction d'onde est introduite telle quelle (mais correctement normalisée) dans le programme DWBA.

En pratique, la section efficace calculée est proportionnelle au carré de l'amplitude de la fonction d'onde du nucléon transféré dans sa partie extérieure ($r \gtrsim 8$ fm pour ^{208}Pb à 80 MeV), et le choix des paramètres optiques du calcul, pourvu que ceux-ci rendent correctement compte des diffusions élastiques dans les voies d'entrée et de sortie, n'a de conséquences que sur la forme de la distribution angulaire.

Les renseignements cherchés peuvent donc être obtenus par simple comparaison des fonctions d'onde entre elles.

Sur les figures 14, 15 et 16 sont tracées les parties utiles des fonctions d'onde radiales de protons $3s_{1/2}$ et $1h_{9/2}$ et de neutron $3p_{1/2}$, qui sont les particules intéressées dans les transferts vers les états fondamentaux des noyaux résiduels ^{207}Tl , ^{208}Pb , ^{207}Pb . La décroissance asymptotique de ces fonctions d'onde est représentée par des droites dans une échelle logarithmique, dont la pente est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie de liaison.

Dans chaque figure la partie hachurée matérialise la zone dans laquelle doit approximativement se trouver la fonction d'onde, pour que le facteur spectroscopique final soit correct, c'est-à-dire égal à l'unité pour un facteur spectroscopique réduit. Cette zone est tracée comme suit : sa pente est fixée par l'énergie de séparation de la particule transférée, sa position médiane à l'aide de la section efficace expérimentale et du facteur spectroscopique du modèle en couches, sa largeur est fixée arbitrairement et correspond à une incertitude expérimentale de $\pm 20\%$ sur la section efficace.

L'origine de toutes les courbes a été expliquée plus haut dans ce chapitre, sauf pour les courbes marquées "Wildenthal", qui est calculée dans le puits de potentiel du tableau 5, chapitre IV et "ME" qui résulte d'un calcul décrit plus loin.

Constatons d'abord sur ces figures le lien direct qu'il y a entre les valeurs de rayons quadratiques moyens et l'amplitude de la fonction d'onde au delà de $r = 8$ fm, quelle que soit la méthode utilisée pour engendrer le potentiel dans lequel la fonction d'onde est calculée (Hartree-Fock ou Saxon-Woods).

Le résultat essentiel est le suivant : si le potentiel de proton de Batty, comme celui de Rost qui lui est très voisin (tableau 9) conduisent à des résultats satisfaisants dans le transfert du proton $3s_{1/2}$, les potentiels de neutron donnent au contraire des valeurs de sections efficaces trop grandes (facteurs spectroscopiques trop petits) dans le transfert du neutron $3p_{1/2}$.

Cela rejoint la conclusion du paragraphe précédent mettant en évidence la valeur manifestement trop grande du rayon quadratique moyen de neutrons, donné par ces potentiels. Une bonne valeur du rayon de neutrons serait située entre 5.65 et 5.70 fm comme on le voit sur la figure 16.

Aucun potentiel statique ne donne de fonction d'onde $1h_{9/2}$ correcte pour le transfert $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}(1h_{9/2})^{-1}$. La fonction d'onde calculée avec les paramètres de Wildenthal (tableau 5) est indiquée sur la figure 15 car elle donne un facteur spectroscopique égal à l'unité dans le transfert inverse $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, d)^{209}\text{Bi}$ à 51 MeV (Wi 67).

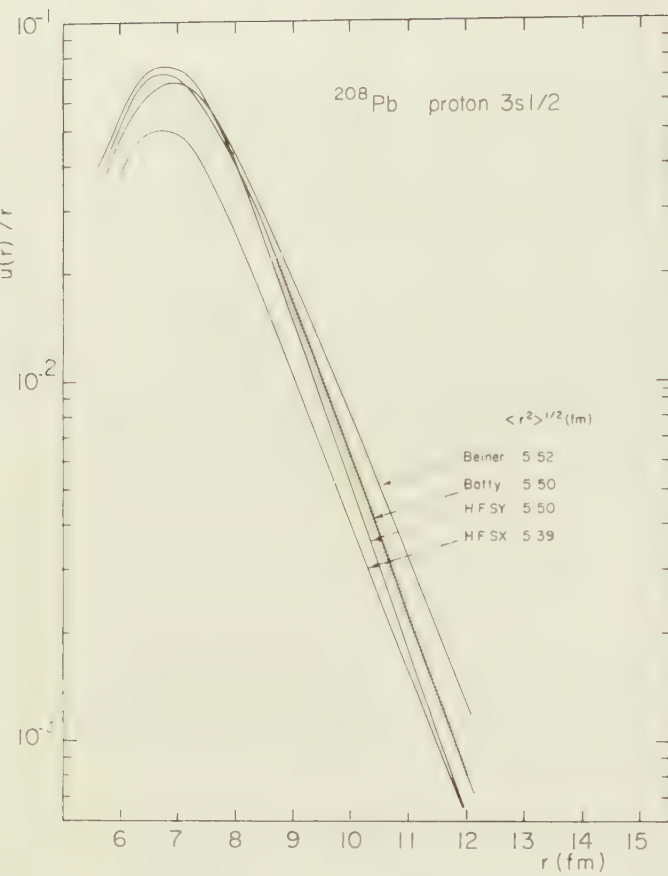


Figure 14 - Fonctions d'onde radiales de proton $3s_{1/2}$. La zone hachurée est déterminée par la section efficace de la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}(3s_{1/2})^{-1}$ et par l'énergie de séparation d'un proton dans ^{207}Tl (voir texte).

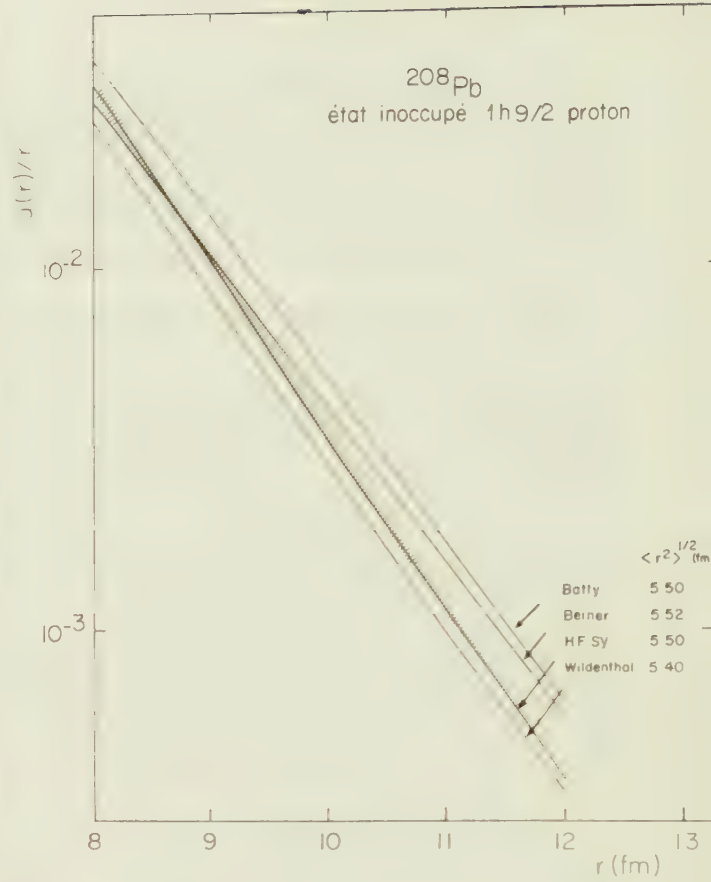


Figure 15 - Fonctions d'onde radiales de proton $1h_{9/2}$. Réaction $^{209}\text{Bi}(d, ^3\text{He})^{208}\text{Pb}$ (voir légende fig. 14).

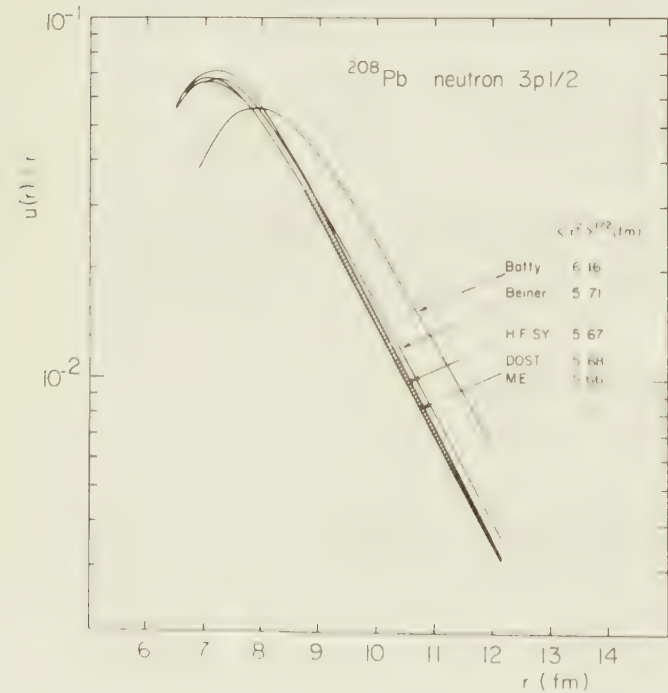


Figure 16 - Fonctions d'onde radiales de neutrons $3p_{1/2}$. Réaction $^{208}\text{Pb}(d, t)^{207}\text{Pb}$ (voir légende fig. 14).

Les fonctions d'onde individuelles de Hartree-Fock donnent dans l'ensemble de bons résultats, ce qui est remarquable. En particulier la fonction d'onde $1h^{9/2}$ calculée avec l'interaction SY donne pratiquement le facteur spectroscopique correct dans le transfert $^{209}\text{Bi} (d, ^3\text{He}) ^{208}\text{Pb}(1h^{9/2} - 1)$ (figure 15).

V - 7.3. Vue d'ensemble

La synthèse des résultats concernant les potentiels statiques est donnée dans le tableau 11. Pour chaque couche majeure de proton et de neutron, les potentiels prévoyant d'une part les sections efficaces de réaction, d'autre part les énergies individuelles sont consignés dans les lignes σ et E_j .

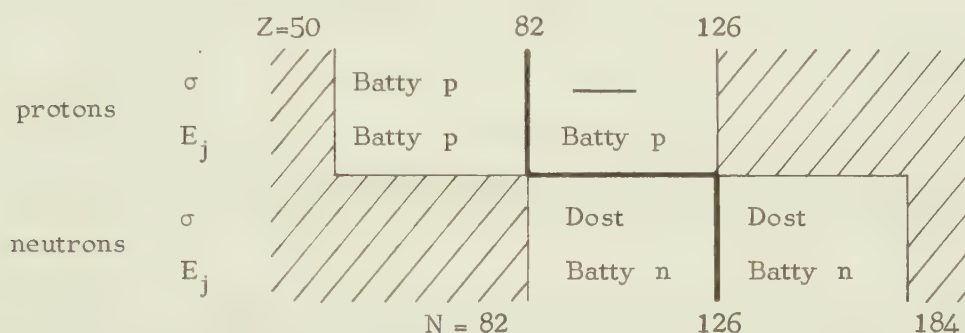


Tableau 11

Examinons d'abord la situation pour les protons. On dispose d'un potentiel (Batty, Tableau 9), déterminé sur les énergies à une particule donc les reproduisant bien, qui est également apte à fournir des fonctions d'ondes satisfaisantes dans le calcul des sections efficaces de transfert de protons de la couche $Z = 50-82$ (dernière couche occupée en proton dans ^{208}Pb). Ce potentiel donne par ailleurs un rayon quadratique moyen de 5.50 fm pour la distribution de protons, ce qui est en accord avec l'expérience. Il est par contre inadapté pour engendrer la fonction d'onde $1h^{9/2}$ destinée à être utilisée dans le calcul des réactions de transfert concernant cette particule. Les facteurs spectroscopiques relatifs des autres sous-couches $2f^{7/2}$, $1i^{13/2}$, de la couche $Z = 82-126$, tels qu'on les mesure dans la réaction $^{208}\text{Pb}(^3\text{He}, d)^{209}\text{Bi}$ sont pratiquement égaux à 1 (Wi 67, El 68). Cela montre qu'on peut étendre ce résultat à toute la couche $Z = 82-126$.

Les énergies individuelles de neutrons, des couches $N = 82-126$ et $126-184$ sont correctement données par le potentiel de Batty (tableau 9). Ce potentiel est par contre en total désaccord avec les sections efficaces de réaction et les estimations expérimentales du rayon de la distribution de neutrons.

Reportons-nous à la figure 12. Les potentiels de Dost et de Beiner, qui correspondent à des rayons quadratiques moyens de la distribution de neutrons raisonnables, c'est-à-dire en accord avec les estimations expérimentales (V-7.1) et aussi avec les sections efficaces de réaction (figure 16), donnent un spectre de particules indépendantes trop dilaté par rapport au spectre expérimental.

Cette contradiction apparente subsiste-t-elle si l'on tient compte maintenant des modifications qu'apportent les énergies de réarrangement et d'appariement au spectre

de particules indépendantes ? Nous avons vu, dans l'estimation du paragraphe V-4 que les énergies de réarrangement de neutrons étaient négligeables. Par contre, une compression du spectre de 5% environ pour les neutrons, due à l'appariement, doit être considérée.

Sur la figure 12, le spectre expérimental présente une compression de près de 25% par rapport aux spectres de Dost et de Beiner. Ces effets n'expliquent donc pas la contradiction qu'il y a entre d'une part le spectre expérimental à une particule et d'autre part les rayons de neutron et les réactions de transfert.

Nous allons nous intéresser à cet effet dans la fin du chapitre.

V - 8 . ETATS A UNE PARTICULE DANS UN POTENTIEL AVEC MASSE EFFECTIVE.

V-8.1. Masse effective et non-localité

Est-il normal d'exiger d'un potentiel local qu'il reproduise à la fois les énergies individuelles et les sections efficaces des réactions de transfert (et donc les rayons de densités qui leur sont liés) ?

Il est établi depuis longtemps que le champ nucléaire moyen est non-local. Ainsi les potentiels optiques locaux utilisés pour analyser la diffusion élastique de nucléons par le noyau dépendent-ils fortement de l'énergie. On peut se demander si, malgré le faible domaine d'énergies de liaison que l'on considère ici, ($0 > E_B > -10 \text{ MeV}$), la localité du potentiel n'est pas à l'origine de cette contradiction.

Plusieurs auteurs ont cherché à traiter le problème lié dans un potentiel non-local (Me 63, Sc 67, Ba 69) en utilisant la méthode du potentiel local équivalent dérivée par Perey et Saxon (Pe 63, Pe 64) dans le cas du problème de diffusion. Ces travaux n'apportent aucun éclaircissement au problème.

L'approche est différente dans les calculs de Hartree-Fock où, pour prendre l'exemple des calculs de Vautherin avec l'interaction de Skyrme (Va 70, Va 70 a), la non localité du champ moyen est traduite dans une masse effective dépendant de la position.

La dérivation des équations de Hartree-Fock avec l'interaction de Skyrme (Va 70 a) conduit à l'équation locale

$$\left[-\nabla \cdot \frac{\hbar^2}{2m^*(r)} \nabla + U(r) \right] \Psi(r) = E \Psi(r)$$

où Ψ et E sont les fonctions d'onde et énergies individuelles, $U(r)$ et $\frac{\hbar^2}{2m^*(r)}$

sont des expressions de la densité et des paramètres de l'interaction (voir le détail de ces paramètres au paragraphe V-6). En particulier, $\frac{\hbar^2}{2m^*(r)}$ est une expression linéaire de la densité.

La signification de la masse effective apparaît plus directement liée à la non-localité dans le traitement de Frahn et Lemmer (Fr 57) du problème lié dans un potentiel non-local. L'équation de Schrödinger écrite avec un potentiel non-local est une équation intégral-différentielle :

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + E \right] \Psi(\vec{r}) = \int V(\vec{r}, \vec{r}') \Psi(\vec{r}') d\vec{r}'$$

Une hypothèse classique consiste à séparer V en ses parties dépendant de

$|\vec{r} + \vec{r}'|$ et $|\vec{r} - \vec{r}'|$ et à adopter pour cette dernière une forme gaussienne caractérisée par la portée de non-localité β . Frahn et Lemmer montrent que le problème se ramène à l'équation

$$-\frac{\hbar^2}{8} \left[\nabla^2 \frac{1}{m^*(r)} + \nabla \frac{2}{m^*(r)} \nabla + \frac{1}{m^*(r)} \nabla^2 \right] \Psi(r) + V(r) \Psi(r) = E \Psi(r)$$

où le potentiel local $V(r)$ est le terme d'ordre zéro dans le développement de l'opérateur intégral en puissances de β . La masse effective $m^*(r)$ est donnée par

$$m^*(r) = \frac{m}{1 - (\beta^2 m / 2 \hbar^2) V(r)}$$

Si $V(r)$ est partout attractif, la masse effective est partout inférieure à la masse libre.

L'équivalence des équations de Vautherin et de Lemmer apparaît si l'on remarque que (Gi 70)

$$\nabla \frac{1}{m^*(r)} \nabla + \frac{1}{m^*(r)} \nabla^2 = \nabla \cdot \frac{1}{m^*(r)} \nabla$$

et que $\nabla^2 \frac{1}{m^*(r)}$ est un terme local que l'on peut inclure dans $U(r)$

Une compression des états proches de la surface de Fermi peut être obtenue en diminuant le terme d'énergie cinétique dans l'équation de Schrödinger. On doit alors admettre que la masse effective est supérieure à la masse libre, au moins dans une certaine région du noyau.

Dans l'approche de Frahn et Lemmer, un tel comportement implique que le potentiel V ne soit plus attractif partout. Une réponse à cette éventualité pourrait être donnée en examinant le terme d'ordre zéro du développement en puissance de β d'un potentiel non-local plus général que celui posé par Frahn et Lemmer.

Dans l'approche de Vautherin, un changement de sens de la masse effective est aussi interdit, car $\frac{\hbar^2}{2m^*(r)}$ s'exprime de façon linéaire en fonction de la densité.

Des termes d'ordre supérieur apparaîtraient (Gi 70) si l'élément de matrice à deux corps de l'interaction de Skyrme, dont l'expression a été donnée plus haut (V-6) et qui est quadratique en k , contenait des termes d'ordre 4 ou plus.

Cette possibilité d'une masse effective supérieure à la masse libre a été envisagée par Brown (Br 63, Br 69) et Bertsch et Kuo (Ber 68), comme un effet de "blocage" des excitations virtuelles du cœur, par la particule célibataire qui ne se produit que pour les particules proches de l'énergie de Fermi. Une telle explication a cependant comme conséquence une diminution des intensités à une particule d'environ 25%. Il est probable qu'une telle réduction, si elle a lieu, ne peut pas être mise en évidence par les méthodes actuelles d'extraction des intensités spectroscopiques. La DWBA en effet n'est certainement pas capable de donner des facteurs spectroscopiques absolus à mieux que 30% près.

V-8.2. Potentiel de neutrons avec masse effective dans ^{208}Pb .

Les calculs de Hartree-Fock avec l'interaction de Skyrme effectués par Vautherin (Va 70, Va 70 a) aboutissent à des champs locaux équivalents et à une masse effective dont la forme, en fonction du rayon, est assez proche de la forme de Saxon-Woods.

Nous avons donc entrepris de résoudre l'équation :

$$\left[-\nabla \cdot \frac{\hbar^2}{2m^*(r)} \nabla + V(r) \right] \Psi(r) = E \Psi(r)$$

en paramétrisant $m^*(r)$ et $V(r)$ par des formes de Saxon-Woods de même géométrie. $V(r)$ a la forme qui a été décrite au paragraphe V-5 :

$$V(r) = -V_0 f_i(r) - V_{S.O.} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_j(r) \vec{l} \cdot \vec{\sigma} + V_c(r)$$

avec $f_i(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right) \right]^{-1}$

et la masse effective a la même géométrie que le potentiel central :

$$1 - \frac{m^*(r)}{m} = a \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right) \right]^{-1}$$

Un paramètre supplémentaire est donc ajouté. Une recherche sur ces 7 paramètres (V_0 , R_0 , a_0 , $V_{S.O.}$, $R_{S.O.}$, $a_{S.O.}$, a) est conduite pour reproduire les valeurs des énergies expérimentales. L'accord est caractérisé par une valeur de χ^2 définie au paragraphe V-5.

Le programme a été écrit autour d'un sous programme de résolution de l'équation radiale, communiqué par Vautherin. Le problème peut être traité sans masse effective en posant $a=0$. Le fonctionnement correct du programme a été vérifié dans ce cas sur les énergies individuelles et sur les fonctions d'onde fournies par Blomqvist (Bl 59). L'accord est excellent (fonctions d'ondes identiques, énergies à 5 keV près). Il en est de même avec les résultats de Rost (Ro 68), bien que seule une comparaison graphique soit possible. Il existe par contre un léger désaccord avec les résultats de Batty (Ba 69) ; les mêmes énergies individuelles sont trouvées pour des valeurs de paramètres légèrement différentes. Ces différences sont toutefois trop faibles pour mériter de s'y arrêter.

La valeur de $a_{S.O.}$ a été fixée à 0.6 fm comme Batty (Ba 69) l'a justifié.

La recherche ne porte que sur les cinq paramètres V_0 , a_0 , a , $V_{S.O.}$, $R_{S.O.}$ tandis que la valeur du rayon R_0 du potentiel central (et de la masse effective) est variée pas par pas. L'examen, dans chaque cas, des fonctions d'onde par comparaison avec la partie hachurée des figures 14 à 16 permet de choisir le meilleur rayon.

Un essai fait en proton a montré que la masse effective s'éloigne très peu de la masse libre, comme on s'y attend, et que le meilleur accord avec les sections efficaces de réaction (d , ^3He) est obtenu avec des paramètres très proches de ceux de Batty (Tableau 9).

En neutrons, le rayon du potentiel réel est fixé successivement à des valeurs comprises entre 1.23 et 1.28 fm. La valeur définitive retenue est 1.27 fm. La fonction d'onde de neutron $3p_{1/2}$ est représentée sur la figure 16 (ME). Elle coïncide presque exactement avec celle de Dost. La séquence des énergies à une particule est donnée figure 12 (ME). Elle est pratiquement identique à celle de Batty. Les valeurs des paramètres sont données dans le tableau 12. Le rayon quadratique moyen de 5.66 fm est tout à fait compatible avec les estimations expérimentales données au paragraphe V-7.1.

V_0 MeV	R_0 fm	α_0 fm	$V_{s.o.}$ MeV	$R_{s.o.}$ fm	$\alpha_{s.o.}$ fm	m^*/m	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ fm	$(\chi^2)^{1/2}$ MeV
38.60	1.27	0.64	5.94	1.17	0.6	1.21	5.66	0.15

Tableau 12

Valeurs des paramètres du potentiel de neutrons
avec masse effective dans ^{208}Pb .

En raison de la paramétrisation qui est adoptée, ce potentiel donne partout une masse effective supérieure à la masse libre. L'étude de la matière nucléaire indique que, loin au-dessus ou au-dessous de l'énergie de Fermi, la masse effective doit être inférieure à la masse libre ($m^* \sim 0.7m$), ce que confirment, pour les états profondément liés des noyaux, les réactions $(p, 2p)$ ou $(e, e'p)$. La valeur du tableau 12 paraît incompatible avec ces résultats.

L'analyse précédente est fondée sur les données expérimentales des réactions de transfert et des énergies à une particule. Les réactions de transfert sont un phénomène de surface et l'absorption dans les voies optiques rend les résultats insensibles aux détails de l'intérieur du noyau. De même les états à une particule sont compris dans la zone de la surface de Fermi plus ou moins une couche. La localisation spatiale de ces particules est plus externe que celle du reste du noyau.

Il est donc probable qu'un résultat similaire peut être trouvé avec une forme de masse effective différente, où m^* est supérieur à m en surface et inférieur au centre du noyau.

V - 9 . CONCLUSION DU CHAPITRE

=====

Le problème de la dilatation du spectre de particule indépendante calculé dans un potentiel statique ou issu d'un calcul self-consistent est posé depuis que l'on essaie de reproduire les énergies des états à une particule connus expérimentalement, c'est-à-dire proches de la surface de Fermi. En apportant la comparaison supplémentaire des réactions de transfert, nous avons établi plus sûrement qu'auparavant l'existence de cet effet pour les neutrons, et son absence ou son indiscernabilité pour les protons dans ^{208}Pb .

L'évaluation de l'importance des phénomènes de réarrangement et d'appariement amènent à la conclusion qu'il est justifié, dans ^{208}Pb et surtout pour les neutrons, d'interpréter le spectre expérimental comme un spectre de particules indépendantes calculable dans un potentiel statique ou dans l'approximation de Hartree-Fock.

L'existence d'un potentiel phénoménologique de neutrons dans ^{208}Pb qui soit en accord avec les énergies individuelles, les rayons et les sections efficaces de transfert d'un nucléon implique l'existence d'une masse effective supérieure à la masse libre pour les particules proches de la surface de Fermi, ce qui est concevable théoriquement mais reste à justifier.

CHAPITRE VI

CONCLUSION

L'étude du pick-up d'un proton sur le bismuth 209 et les isotopes pairs du plomb amène des réponses à certaines questions mais pose plus encore des problèmes dont les solutions ne sont pas apparentes.

La première question posée dès l'abord des réactions $(d, {}^3\text{He})$ à 80 MeV dans la région du plomb est de savoir si l'on peut en tirer des renseignements sur les couches du coeur $Z = 50$ et si, plus généralement, à l'accroissement de l'énergie incidente, correspond une facilité plus grande d'extraction des protons des couches intermédiaires.

Les spectres d'excitation des quatre réactions présentées ici dans lesquels aucune excitation isolée n'est décelable au-delà de 11 MeV d'énergie de liaison apportent une réponse négative à cette question. L'augmentation de l'énergie incidente n'est pas de ce point de vue un facteur décisif.

La chute des sections efficaces expérimentales à partir de cette énergie de liaison est trop rapide pour pouvoir être expliquée par l'effet combiné de l'absorption dans les voies optiques et de l'abaissement de l'amplitude des fonctions d'onde à l'extérieur du noyau pour les protons les plus liés.

L'abaissement des intensités à une particule de deux sous-couches les plus profondes, $2d^{5/2}$ et surtout $1g^{7/2}$, observées dans la réaction ${}^{208}\text{Pb}(d, {}^3\text{He}){}^{207}\text{Tl}$, associé à l'absence de toute excitation significative dans la région 11 MeV-13.5 MeV d'énergie de liaison (Bar 70), est en contradiction avec le modèle de couplage faible (Ha 70), qui donne par ailleurs d'excellents résultats pour les autres noyaux impairs ${}^{209}\text{Pb}$, ${}^{207}\text{Pb}$, ${}^{209}\text{Bi}$. Cela ne permet cependant pas d'éliminer comme phénomène à l'origine de ces effets, un couplage plus compliqué du trou avec des modes collectifs du coeur dans lesquels la vibration octupolaire de ${}^{208}\text{Pb}$ continuerait à jouer un rôle important.

La question est donc ouverte. Elle pourrait recevoir des éclaircissements par l'étude détaillée de la nature des états observés par Barnes (Bar 70) entre 3.5 et 5 MeV d'énergie d'excitation dans ${}^{207}\text{Tl}$. D'autre part il serait très intéressant de porter un effort expérimental dans la recherche des états moyennement liés du plomb. Les réactions $(p, 2p)$ et $(e, e'p)$, malgré les difficultés expérimentales qu'elles représentent, permettraient d'éclaircir cette situation.

Dans la réaction ${}^{209}\text{Bi}(d, {}^3\text{He}){}^{208}\text{Pb}$, les états [1 trou-1 proton $h^{9/2}$] de ${}^{208}\text{Pb}$ sont observés. Deux caractéristiques retiennent l'attention dans ces résultats :

- les intensités totales trou-particule basées sur le proton $1h^{9/2}$ et les trous $(2d^{5/2})^{-1}$ et $(1g^{7/2})^{-1}$ sont réduites et cette réduction est approximativement composée deux fois par rapport aux valeurs observées dans la réaction ${}^{208}\text{Pb}(d, {}^3\text{He}){}^{207}\text{Tl}$. Deux phénomènes identiques dans leurs effets sur les intensités à une particule sont cumulés. Indépendamment de la nature qu'on leur attribue, cette différence permet en tout cas d'éliminer un effet de la variation du potentiel individuel avec l'état dans l'explication des intensités $(2d^{5/2})^{-1}$ et $(1g^{7/2})^{-1}$ observées dans les deux réactions.

- l'intensité du transfert $(1h^{9/2})^{-1}$ vers l'état fondamental de ^{208}Pb n'est que la moitié de la valeur attendue. Des diverses hypothèses envisagées pour expliquer cette valeur (couplage particule-vibration, polarisation du coeur), la seule qui puisse être retenue est une variation du potentiel individuel de protons au passage de la couche $Z = 50-82$ à la couche $Z = 82-126$.

La détermination de potentiels de particule indépendante sur les énergies des états à une particule est justifiée tant qu'on s'intéresse aux effets liés à des particules proches de la surface de Fermi. Les sections efficaces de transfert d'un nucléon constituent un test supplémentaire de ces potentiels. Utilisant ces deux sortes d'informations expérimentales, les caractéristiques suivantes ont pu être dégagées :

- En protons, un même potentiel permet de reproduire le rayon de charge expérimental et les énergies des états à une particule des couches $Z = 82-126$ et $Z = 50-82$, mais ne peut donner des sections efficaces convenables dans les transferts d'un proton que pour l'une de ces deux couches à la fois.
- En neutrons, il y a contradiction entre la densité des états expérimentaux à une particule et les rayons et sections efficaces. Ce phénomène est d'ailleurs le même, bien qu'atténué, que celui rencontré dans la comparaison à l'expérience des calculs de Hartree-Fock (Va 70, Va 70 a) donnant des rayons de charge et de matière en général satisfaisants, mais des spectres à une particule trop dilatés. La contradiction est levée par l'introduction d'une masse effective supérieure à la masse libre au voisinage de la surface de Fermi.

Le potentiel de particule indépendante dans sa définition actuelle conduit à des contradictions dès que l'on essaye de reproduire non seulement des énergies à une particule mais aussi des rayons de charge ou de matière et des sections efficaces. Une meilleure définition de cette notion, que certains auteurs (Bar 70 a) s'emploie à préciser théoriquement, apportera sans doute une meilleure compréhension dans ce domaine.

A P P E N D I C E

LES CONDITIONS DE L'ANALYSE EN ONDES DISTORDUES

Les calculs en ondes distordues ont été effectués à l'aide du programme DWUCK (Ku 66) dans sa version n'incluant pas les effets de l'interaction spin-orbite dans les voies optiques. Ces effets ont été évalués par Parkinson (Pa 69) dans la réaction $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})^{207}\text{Tl}$, qui a montré qu'ils pouvaient être négligés. Ce programme utilise l'approximation de portée nulle. Dans ces conditions la normalisation de la section efficace, due à Bassel (Ba 66) est

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (d, ^3\text{He}) = 2.95 \text{ C}^2 \text{S} \sigma_{\text{DW}}(\theta)$$

Les paramètres des potentiels optiques dans les voies d'entrée et de sortie sont donnés dans le tableau 13. Leurs variations suivant la réaction étudiée ont été négligées.

particule	V_o MeV	r_o fm	α fm	W MeV	$4 W_D$ MeV	r'_o fm	α' fm	r_{co} fm
d	99	1.05	0.98	0	102	1.21	0.75	1.3
^3He	175	1.14	0.723	17.5	0	1.6	0.81	1.4

Tableau 13

Paramètres des voies optiques utilisés dans les calculs en ondes distordues.

Pour la voie deuton, ces paramètres ont été déterminés par Duhamel (Du 70) par une analyse conventionnelle en modèle optique sur la diffusion de deutons de 80 MeV sur ^{208}Pb .

Les paramètres de la voie ^3He sont ceux déterminés de la même façon par Parkinson (Pa 69) sur la diffusion d' ^3He de 47.5 MeV sur ^{208}Pb . L'énergie relativement basse de cette mesure rend la détermination de ces paramètres quelque peu ambiguë (distributions angulaires sans structure). Les remarques de Gibson (Gi 67) sur la variation selon l'énergie et nos résultats permettent de penser que l'application de ces paramètres à notre énergie est satisfaisant.

Les paramètres du potentiel du proton lié sont ceux de Batty (Ba 69), déjà donnés au chapitre V, et répétés dans le tableau 14. Dans certains cas spécifiés dans le texte, d'autres potentiels ou fonctions d'ondes ont été employés.

	r_o fm	a fm	λ	$r_{s.o.}$ fm	$a_{s.o.}$ fm	r_{co} fm
p	1.286	0.762	18.2	0.88	0.6	1.25

Tableau 14

Paramètres du potentiel de liaison du proton dans les calculs en ondes distordues. La profondeur V_o est ajustée pour que l'énergie de séparation soit reproduite. La profondeur spin-orbite est donnée en fonction du paramètre λ par $V_{s.o.} = 0.00554 \lambda V_o$

Aucune correction de non-localité n'a été introduite, ni dans les ondes distordues, ni dans la fonction d'onde du proton lié.

REFERENCES

- (Al 67) - J. ALSTER, Phys. Lett. 25 B (1967) 459
- (An 69) - H.L. ANDERSON, C.K. HARGROVE, E.P. HINCKS, J.D. McANDREW, R.J. McKEE, R.D. BARTON et D. KESSLER, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 221 et Phys. Rev. 187 (1969) 1565
- (Ar 70) - M. ARDITI, thèse d'Etat, Faculté des Sciences d'Orsay, 1970
- (Ar 70 a)- M. ARDITI, L. BIMBOT, H. DOUBRE, N. FRASCARIA, J.P. GARRON, M. RIOU et D. ROYER, à paraître à Nuclear Physics.
- (Au 65) - N. AUSTERN, Phys. Rev. 137 (1965) 752
- (Az 69) - N. AZZIZ et A. COVELLO, Nucl. Phys. A 123 (1969) 681
- (Ba 66) - R.H. BASSEL, Phys. Rev. 149 (1966) 791
- (Ba 68) - J. BARDWICK et R. TICKLE, Phys. Rev. 171 (1968) 1305
- (Ba 69) - C.J. BATTY et G.W. GREENLEES, Nucl. Phys. A 133 (1969) 673
- (Ba 70) - C.J. BATTY, Phys. Lett. 31 B (1970) 496
- (Bar 70) - P.D. BARNES, E.R. FLYNN, G.J. IGO et D.D. ARMSTRONG, Phys. Rev. C 1 (1970) 228
- (Bar 70 a)- M. BARANGER, Nucl. Phys. A 149 (1970) 225
- (Be 68) - H.A. BETHE et L.R.B. ELTON, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 745
- (Be 68 a)- H.A. BETHE et P.J. SIEMENS, Phys. Lett. 27 B (1968) 549
- (Ber 68) - G.F. BERTSCH et T.T.S. KUO, Nucl. Phys. A 112 (1968) 204
- (Be 69) - M. BEINER, International course on Nuclear Theory, Trieste, mars 1969 et communication privée.
- (Bes 69) - D.R. BES et R.A. SORENSEN, dans Advances in Nuclear Physics, Vol. 2, Plenum Press, New-York, 1969
- (Be 70) - W. BENENSON, S.M. AUSTIN, P.J. LOCARD, F. PETROVICH, J.R. BORISOWICZ et H. McMANUS, Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 907
- (Bj 68) - J.H. BJERREGAARD, O. HANSEN, O. NATHAN, R. CHAPMAN et S. HINDS Nucl. Phys. A 107 (1968) 241
- (Bl 59) - J. BLOMQVIST et S. WAHLBORN, Ark. för Fys. 16 (1960) 545
- (Bl 65) - J. BLOMQVIST, N. FREED et H.O. ZETTERSTRÖM, Phys. Lett. 18 (1965) 47
- (Br 63) - G.E. BROWN, J.H. GUNN et P. GOULD, Nucl. Phys. 46 (1963) 598
- (Br 69) - G.E. BROWN, Comments in Nucl. and Part. Physics. 3 (1969) 136

- (Co 67) - A. COVELLO et G. SARTORIS, Nucl. Phys. A 93 (1967) 481
- (Cl 70) - E.A. Mc CLATCHIE, C. GLASHAUSSER et D.L. HENDRIE, Phys. Rev. C1 (1970) 1828
- (Da 67) - W. DARCEY, A.F. JEANS et K.N. JONES, Phys. Lett. 25 B (1967) 599
- (Do 67) - M. DOST, W.R. HERING et W.R. SMITH, Nucl. Phys. A93 (1967) 357
- (Du 70) - G. DUHAMEL, thèse de 3ème cycle, Faculté des Sciences d'Orsay, 1970
- (El 68) - C. ELLEGAARD et P. VEDELSBY, Phys. Lett. 26 B (1968) 155
- (El 70) - C. ELLEGAARD, B. PATNAIK et P.D. BARNES, Phys. Rev. C 2 (1970) 2450
- (Fi 66) - H. FIEDELDEY, Nucl. Phys. 77 (1966) 149
- (Fl 70) - H. FLOCCARD ET M. VENERONI, communication privée.
- (Fr 57) - W.E. FRAHN et R.H. LEMMER, Nuo. Cim. V n°6 (1957) 1564
- (Fr 69) - N. FRASCARIA, thèse de 3ème cycle, Faculté des Sciences d'Orsay 1969
- (Gi 67) - E.F. GIBSON, B.W. RIDLEY, J.J. KRAUSHAAR, M.E. RICKEY et R.H. BASSEL, Phys. Rev. 155 (1967) 1194
- (Gi 70) - N.V. GIAI, Communication privée.
- (Gr 69) - E. GROSSE, C.F. MOORE, J. SOLF, W.R. HERING et P. VON BRENTANO, Z. Physik 218 (1969) 213
- (Ha 69) - I. HAMAMOTO, Nucl. Phys. A 126 (1969) 545
- (Ha 69 a) - I. HAMAMOTO, Nucl. Phys. A 135 (1969) 576
- (Ha 70) - I. HAMAMOTO, Nucl. Phys. A 141 (1970) 1
- (Ha 70 a) - I. HAMAMOTO, Nucl. Phys. A 155 (1970) 362
- (Ha 69) - O. HANSEN, O. NATHAN, R. CHAPMAN et S. HINDS, Nucl. Phys. A 127 (1969) 71
- (He 68) - W.R. HERING, A.D. ACHTERATH et M. DOST, Phys. Lett. 26 B (1968) 568
- (He 69) - J. HEISENBERG, R. HOFSTADTER, J.S. MCCARTHY, I. SICK, B.C. CLARK, R. HERMAN et D.G. RAVENHALL, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1402
- (Hi 66) - S. HINDS, R. MIDDLETON, J.H. BJERREGAARD, O. HANSEN et O. NATHAN, Nucl. Phys. 83 (1966) 17
- (Hu 70) - J. HÜFNER et H.A. WEIDENMÜLLER, Comments on nucl. and part. phys. 4 (1970) 121
- (Ig 69) - G.J. IGO, P.D. BARNES, E.R. FLYNN et D.D. ARMSTRONG, Phys. Rev. 177 (1969) 1831.

- (Ki 63) - L.S. KISSLINGER et R.A. SORENSEN, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853.
- (Ku 66) - P.D. KUNZ, Université du Colorado (non publié)
- (Le 67) - C.M. LEDERER, J.M. HOLLANDER et I. PERLMAN, Table of Isotopes, 6ème édition, Wiley, 1967
- (Lo 69) - N. LO IUDICE, D. PROSPERI et E. SALUSTI, Nucl. Phys. A 127 (1969) 221
- (Ma 69) - M.H. MACFARLANE, Compte-rendus Conférence Internationale sur les propriétés des Etats Nucléaires, Montréal, 1969
- (Ma 70) - L. MARCUS, Thèse d'Etat, Faculté des Sciences d'Orsay 1970
- (Me 63) - H. MELDNER et G. SÜSSMANN, Phys. Lett. 6 (1963) 353
- (Me 65) - H. MELDNER, G. SÜSSMANN et W. ULRICH, Z. Naturforschg. 20 a (1965) 1217
- (Me 68) - H. MELDNER, Nuo. Cim. 53 B n°1 (1968) 195
- (Mo 67) - C.F. MOORE, J.G. KULLECK, P. Von BRENTANO et F. RICKEY, Phys. Rev. 164 (1967) 1559
- (Mot 67) - B.R. MOTTELSON, Compte rendus de la Conférence internationale sur la structure Nucléaire, Tokyo 1967
- (Mu 62) - P. MUKHERJEE et B.L. COHEN, Phys. Rev. 127 (1962) 1284
- (Na 68) - O. NATHAN, G. BRUGE, A. BUSSIERE; P. KOSSANYI, J.M. LOISEAUX, J. TESTONI et L. VALENTIN, Nucl Phys. A 109 (1968) 481
- (Na 70) - S. NAGAMIYA, T. NOMURA et T. YAMAZAKI, Nucl. Phys. A, 159 (1970) 653
- (No 68) - J.A. NOLEN, Jr., J.P. SCHIFFER et N. WILLIAMS, Phys. Lett. 27 B (1968) 1
- (No 69) - J.A. NOLEN, Jr. et J.P. SCHIFFER, Phys. Lett. 29 B (1969) 396
- (No 69a) - J.A. NOLEN, Jr. et J.P. SCHIFFER, Ann. Rev. Nucl. Sci. 19 (1969) 471
- (Pa 69) - W.C. PARKINSON, D.L. HENDRIE, H.H. DUHM, J. MAHONEY, J. SAUDINOS et G.R. SATCHLER, Phys. Rev. 178 (1969) 1976
- (Pe 62) - F. PEREY et B. BUCK, Nucl. Phys. 32 (1962) 353
- (Pe 63) - F.G. PEREY, dans Direct interactions and nuclear reaction mechanism (Gordon and Breach, New-York, 1963) p 125
- (Pe 64) - F.G. PEREY et D.S. SAXON, Phys. Lett. 10 (1964) 107
- (Ph 68) - R.J. PHILPOTT, W.T. PINKSTON et G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. A 119 (1968) 241
- (Pi 65) - W.T. PINKSTON et G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. 72 (1965) 641
- (Ro 68) - E. ROST, Phys. Lett. 26 B (1968) 184
- (Ro 70) - D.J. ROWE, dans Nuclear collective motion, Methuen, Londres (1970) page 177

- (Sa 65) - G.R. SATCHLER, Lectures in theoretical physics, University of Colorado, Boulder 1965
- (Sc 67) - H. SCHULZ, J. WIEBICKE et R. REIF, Nucl. Phys. A 101 (1967) 577
- (St 69) - N. STEIN, Compte rendus Conférence Internationale sur les propriétés des Etats Nucléaires, Montréal (1969)
- (Ta 65) - T. TAMURA, Revs. Mod. Phys. 37 (1965) 679
- (Ta 70) - B. TATISCHEFF et I. BRISSAUD, Nucl. Phys. A 155(1970) 89
- (Ta 70,a) - B. TATISCHEFF et I. BRISSAUD, communication privée.
- (Va 67) - D. VAUTHERIN et M. VENERONI, Phys. Lett. 25 B (1967) 175
- (Va 68) - D. VAUTHERIN et M. VENERONI, Phys. Lett. 26 B (1968) 552
- (Va 69) - D. VAUTHERIN et M. VENERONI, Phys. Lett. 29 B (1969) 203
- (Va 70) - D. VAUTHERIN, thèse d'Etat, Faculté des Sciences d'Orsay, 1970
- (Va 70 a) - D. VAUTHERIN et D.M. BRINCK, Phys. Lett. 32 B(1970) 149
- (Val 68) - G. VALLOIS, Thèse d'Etat, Rapport CEA-R-3500, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
- (Wh 68) - W.R. WHARTON, P. von BRENTANO, W.K.DAWSON et P. RICHARD, Phys. Rev. 176 (1968) 1424
- (Wi 67) - B.H. WILDENTHAL, B.M. FREEDOM, E. NEWMAN et M.R. CATES, Phys. Rev. Lett 19 (1967) 960
- (Ya 70) - T. YAMASAKI, T.NOMURA, U.KATOU, T.INAMURA, A.HASHIZUME S.NAGAMIYA et S. TENDOU, Phys. Rev. Lett. 24(1970) 317 et 25(1970) 547.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

ORSAY

~~XXXXX~~ le 16 Mars 1971

~~Le Doyen de la Faculté des Sciences~~

LE PRESIDENT DE L'UNIVERSITE:



J. L. L.

XXXX

XXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

XXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

de Paris,

